



**João Cruz Clériguinho Franco Inverno**

Licenciado em Ciências de Engenharia Civil

## **Modelação numérica da interacção de ondas com emissários submarinos**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em  
Engenharia Civil

Orientadora: Prof. Doutora Maria da Graça Reis e Silva de  
Oliveira Neves, FCT-UNL

Co-orientador: Prof. Doutor Eric Lionel Didier, FCT-UNL

Júri:

Presidente: Prof. Doutor Armando Manuel Sequeira Nunes Antão

Arguente: Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde

Vogais: Prof. Doutora Maria da Graça Neves

Prof. Doutor Eric Didier



FACULDADE DE  
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

**Junho de 2013**



**João Cruz Clériguinho Franco Inverno**

Licenciado em Ciências de Engenharia Civil

**Modelação numérica da interacção de ondas com  
emissários submarinos**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em  
Engenharia Civil

Orientadora: Prof. Doutora Maria da Graça Reis e Silva de Oliveira Neves, FCT-UNL  
Co-orientador: Prof. Doutor Eric Lionel Didier, FCT-UNL

Júri:

Presidente: Prof. Doutor Armando Manuel Sequeira Nunes Antão  
Arguente: Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde  
Vogais: Prof. Doutora Maria da Graça Neves  
Prof. Doutor Eric Didier



FACULDADE DE  
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

**Junho de 2013**





“Copyright” João Cruz Clériguinho Franco Inverno, FCT/UNL e UNL

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa tem o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.



## **AGRADECIMENTOS**

Gostava de agradecer aos meus orientadores, Professora Maria da Graça Neves e Professor Eric Didier, pela disponibilidade, simpatia e, especialmente, por todo o conhecimento que me transmitiram ao longo da realização deste trabalho. Gostava também de agradecer o facto de me terem proporcionado a oportunidade de realizar esta dissertação no Departamento de Hidráulica e Ambiente – Núcleo de Portos e Estruturas Costeiras, LNEC, onde encontrei um bom ambiente de trabalho, boas pessoas e um espírito de interajuda muito saudável.

Gostava também de agradecer ao Engenheiro Sérgio Capela pelas informações e transmissão de conhecimentos que me foi dado no arranque deste trabalho, ao Engenheiro Jorge Gadelho, pela ajuda no MATLAB e, ao Engenheiro Rui Reis, por me ter disponibilizado o seu computador para a realização de simulações.

Finalmente, gostava de agradecer à minha família, Carlos Inverno, Inês Inverno e Virgínia Franco, e à Cátia Costa, por todo o apoio que me deram e, acima de tudo, serem para mim, um grande exemplo e modelo a seguir a nível pessoal e académico.



## RESUMO

Os emissários submarinos são estruturas utilizadas como dispositivos terminais de rejeição de efluentes e, para o seu dimensionamento, é necessário conhecerem-se as forças que actuam sobre estas. A modelação numérica, embora promissora na determinação destas forças, não é utilizada em projecto por estar ainda pouco validada.

Na presente dissertação valida-se o modelo numérico IH-2VOF aplicando-o ao estudo de emissários submarinos a diferentes distâncias do fundo e sujeitos à acção das ondas e comparando os resultados obtidos com os dados de ensaios físicos à escala reduzida disponíveis na literatura.

As simulações foram efectuadas para um cilindro com 2 cm de diâmetro, sobre a acção de ondas regulares com uma altura de onda de 4.7 cm e um período de 1.08 s. Nestas condições o número de Keulegan-Carpenter foi de 4.9 e o número de Reynolds de 1800. Por forma a estudar a influência do fundo nos fenómenos de interacção onda-estrutura, foram simulados diferentes posicionamentos de cilindro face ao fundo variando entre 0.125 cm e 3 cm.

A dimensão da malha utilizada resultou do estudo de sensibilidade da malha aos resultados do modelo realizado nesta dissertação, tendo-se verificado que são necessárias pelo menos entre 32 e 40 células por diâmetro de cilindro para obter um compromisso essencialmente entre precisão de resultados e duração total da simulação.

Para a validação do modelo numérico analisaram-se várias grandezas, entre as quais os coeficientes que resultaram da adimensionalização das forças de arrasto, inércia e sustentação. Para os vários posicionamentos de cilindro simulados, obtiveram-se valores de coeficientes numéricos que apresentaram um andamento muito semelhante aos obtidos experimentalmente. Por forma a comparar os escoamentos em torno do cilindro obtidos experimentalmente e através da modelação numérica compararam-se as linhas de corrente tendo-se verificado que, de uma forma global, os escoamentos experimentais e numéricos também são bastante semelhantes entre si.

**Termos chave:** emissário submarino, modelo numérico, IH-2VOF, ondas, forças hidrodinâmicas



## **ABSTRACT**

Submarine outfalls are structures used as terminal devices of effluents rejection. To design this type of structures it is necessary to calculate hydrodynamic forces acting on them. Numerical modeling has great potential in the determination of these forces, but it is still not used in the design because it is rarely validated.

In this thesis the IH-2VOF numerical model was validated by applying it to study wave interaction with a submarine outfall positioned at different distances from the bottom. Model validation was accomplished by comparison model results with data from small scale physical model tests available in the literature.

Simulations were performed for a cylinder with an external diameter of 2 cm in a water depth of 27 cm and under regular waves with wave height of 4.7 cm and a wave period of 1.8 s. In these conditions Keulegan-Carpenter was 4.9 and Reynolds 1800. In order to study the bottom wall influence on wave-structure interaction, the cylinder was placed in a distance from the bottom ranging from 0.125 cm to 3 cm.

The grid dimension of the numerical mesh was determined based on a convergence analysis made in this thesis relating the mesh discretization and the accuracy of the results obtained from the model. It was found that 32 to 40 cells per cylinder diameter are necessary to guarantee the desired accuracy of the results with an acceptable running time.

For the numerical validation different parameters were analyzed, with emphasis given to coefficients that resulted from dimensionless drag, inertia and lift forces. The trend of the numerical values obtained for the different positions of the cylinder simulated was very similar to those obtained experimentally. Streamlines obtained experimentally and by numerical modeling were also compared and it was found out that the flows around the cylinder are also quite similar.

**Keywords:** submarine outfalls, numerical model, IH-2VOF, waves, hydrodynamic forces





# ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO .....	1
2. INTERACÇÃO DE ONDAS COM UM EMISSÁRIO SUBMARINO .....	3
2.1. Emissários submarinos .....	3
2.2. Agitação marítima .....	6
2.2.1. Escoamentos oscilatórios .....	8
2.3. Interação onda-estrutura.....	10
2.3.1. Escoamento em torno de cilindros .....	10
2.3.2. Forças actuantes no cilindro .....	12
2.3.2.1. Componentes das forças .....	12
2.3.2.2. Coeficientes adimensionais $C_D$ e $C_M$ .....	15
2.3.2.3. Coeficiente adimensional $C_L$ .....	17
3. MODELO NUMÉRICO IH-2VOF .....	19
3.1. Considerações gerais .....	19
3.2. Domínio computacional e dados de entrada .....	19
3.3. Dados de saída do modelo .....	21
4. CASO DE ESTUDO .....	23
4.1. Enquadramento.....	23
4.2. Ensaio em modelo físico.....	23
4.3. Aplicação do modelo numérico .....	24
4.3.1. Metodologia.....	24
4.3.2. Domínio de cálculo e malhas .....	25
4.3.3. Parâmetros de entrada.....	28
4.3.4. Condições de agitação .....	29
4.3.5. Processamentos de resultados .....	29
5. ANÁLISE DE RESULTADOS.....	39
5.1. Análise de sensibilidade dos resultados em função do refinamento da malha .....	39
5.2. Forças no cilindro .....	43

5.3.	Coeficientes adimensionais $C_D$ , $C_M$ e $C_L$ .....	49
5.4.	Outras grandezas .....	57
5.5.	Validação do modelo numérico .....	68
6.	CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO .....	79
	BIBLIOGRAFIA.....	83
	Anexo A – Ferramenta MATLAB <i>Automatismo_auto.m</i> .....	85
	Anexo B – Exemplo de ficheiro input .....	89
	Anexo C – <i>tese_1.m</i> .....	91
	Anexo D – <i>tese_2.m</i> .....	95
	Anexo E – <i>tese_3.m</i> .....	101
	Anexo F – <i>calc_grandezas.m</i> .....	107
	Anexo G – Exemplo do ficheiro <i>1_resultados_corridas_acumulados.txt</i> .....	119
	Anexo H – Análise de sensibilidade – outras grandezas.....	121
	Anexo I – Forças e coeficientes adimensionais .....	123

## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1 Emissário submarino com anéis de afundamento, na fase prévia ao seu afundamento (Roberts <i>et al.</i> , 2010).....	3
Figura 2.2 Perfil longitudinal de um emissário submarino assente no fundo – equilíbrio vertical das forças (adaptado de Afonso <i>et al.</i> , 2007).....	4
Figura 2.3 Perfil transversal de um emissário submarino assente no fundo – equilíbrio horizontal das forças (adaptado de Afonso <i>et al.</i> , 2007).....	5
Figura 2.4 Parâmetros geométricos das ondas .....	7
Figura 2.5 Diferentes profundidades e respectiva celeridade.....	8
Figura 2.6 Campo de velocidades numa onda regular .....	9
Figura 2.7 Componentes de pressão hidrostática e dinâmica nas várias fases de uma onda .....	10
Figura 2.8 Tipo de escoamento, em torno de um cilindro num escoamento oscilatório, para um $Re = 1000$ (adaptado de Summer e Fredsoe, 2006).....	11
Figura 2.9 Variação temporal das forças de arrasto, inércia e horizontal total (adaptado de Summer e Fredsoe, 2006).....	14
Figura 3.1 Representação esquemática de uma malha feita no CORAL.....	20
Figura 3.2 Representação das variáveis de cálculo numa célula.....	22
Figura 4.1 Dimensões do domínio de cálculo.....	25
Figura 4.2 Sub-malhas e respectivas dimensões.....	26
Figura 4.3 Utilização do AUTOCAD para obtenção da circunferência .....	26
Figura 4.4 Valores de pressões em cada célula utilizadas no automatismo para localizar o cilindro na simulação v10_0.50 [ $\text{kN/m}^2$ ].....	30
Figura 4.5 Pressão hidrostática nas células em torno do cilindro na simulação v10_0.50 [ $\text{kN/m}^2$ ] .....	31
Figura 4.6 Pressão total nas células em torno do cilindro no instante $t=2.252\text{s}$ e na simulação v10_0.50 [ $\text{kN/m}^2$ ].....	31
Figura 4.7 Pressão dinâmica nas células em torno do cilindro no instante $t=2.252\text{s}$ e na simulação v10_0.50 [ $\text{kN/m}^2$ ].....	32
Figura 4.8 Valores auxiliares para o cálculo das forças horizontais totais .....	32
Figura 4.9 Valores auxiliares para o cálculo das forças de sustentação .....	33

Figura 4.10 Séries temporais de velocidade horizontal na cota do cilindro para a simulação v32_0.50 .....	33
Figura 4.11 Série temporal de velocidades e acelerações não perturbadas para a simulação v32_0.50	34
Figura 4.12 Sentidos considerados para as forças horizontais totais e forças de sustentação .....	35
Figura 4.13 Série temporal de velocidade, aceleração e força horizontal total da simulação v32_0.50 – Aplicação do método de Morison .....	36
Figura 5.1 Análise de sensibilidade - número de Keulengan-Carpenter .....	40
Figura 5.2 Análise de sensibilidade - média dos valores máximos das forças horizontais totais no sentido de propagação das ondas .....	41
Figura 5.3 Análise de sensibilidade - média dos valores mínimos das forças horizontais totais no sentido contrário de propagação das ondas .....	41
Figura 5.4 Análise de sensibilidade - Média dos valores máximos das forças de sustentação com o sentido oposto ao do fundo .....	41
Figura 5.5 Análise de sensibilidade - Média dos valores mínimos das forças de sustentação com o sentido do fundo .....	42
Figura 5.6 Série temporal de força horizontal total, força de sustentação e elevação de superfície livre na zona central do cilindro.....	44
Figura 5.7 Valor máximo e média dos valores máximos da força horizontal total no sentido de propagação das ondas .....	46
Figura 5.8 Valor mínimo e média dos valores mínimos da força horizontal total no sentido contrário de propagação das ondas .....	46
Figura 5.9 Valor máximo e média dos valores máximos da força de sustentação com o sentido oposto ao do fundo.....	47
Figura 5.10 Valor mínimo e média dos valores mínimos da força de sustentação com o sentido do fundo .....	47
Figura 5.11 Valor médio das forças de sustentação .....	48
Figura 5.12 Coeficientes de arrasto calculados com o método de Morison, análise de Fourier e método dos mínimos quadrados .....	50
Figura 5.13 Coeficientes de inércia calculados com o método de Morison, análise de Fourier e método dos mínimos quadrados .....	50

Figura 5.14 Coeficientes de sustentação com o sentido oposto ao do fundo calculados com $F_L^+_{m\acute{a}x}$ e $F_L^+_{m\acute{e}d}$ .....	51
Figura 5.15 Coeficientes de sustentação com o sentido do fundo calculado com $F_L^-_{min}$ e $F_L^-_{m\acute{e}d}$ ...	51
Figura 5.16 Série temporal da força horizontal total resultante do IH-2VOF e séries temporais de forças horizontais totais previstas pela fórmula de Morison utilizando $C_D$ e $C_M$ calculados por diferentes métodos .....	52
Figura 5.17 Bondade de ajustamento à equação de Morison utilizando os valores médios de $C_D$ e $C_M$	53
Figura 5.18 Bondade de ajustamento à equação de Morison utilizando os valores máximos de $C_D$ e $C_M$ .....	54
Figura 5.19 Séries temporais de velocidade, força de arrasto prevista, força de inércia prevista e força horizontal total prevista .....	56
Figura 5.20 Variação de superfície livre ao longo do domínio .....	57
Figura 5.21 Altura média e máxima das ondas analisadas nas várias sondas .....	58
Figura 5.22 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32_1.50 ( $e/D=1.50$ ): $t/T=0.00$ ; $t/T=0.22$ ; $t/T=0.33$ .....	59
Figura 5.23 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32_1.50 ( $e/D=1.50$ ): $t/T=0.65$ ; $t/T=0.80$ ; $t/T=1.00$ .....	60
Figura 5.24 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32_0.50 ( $e/D=0.50$ ): $t/T=0.00$ ; $t/T=0.22$ ; $t/T=0.33$ .....	61
Figura 5.25 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32_0.50 ( $e/D=0.50$ ): $t/T=0.65$ ; $t/T=0.80$ ; $t/T=1.00$ .....	62
Figura 5.26 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32_0.25 ( $e/D=0.25$ ): $t/T=0.00$ ; $t/T=0.22$ ; $t/T=0.33$ .....	63
Figura 5.27 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32_0.25 ( $e/D=0.25$ ): $t/T=0.65$ ; $t/T=0.80$ ; $t/T=1.00$ .....	64
Figura 5.28 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32_0.09 ( $e/D=0.09375$ ): $t/T=0.00$ ; $t/T=0.22$ ; $t/T=0.33$ .....	65
Figura 5.29 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32_0.09 ( $e/D=0.09375$ ): $t/T=0.65$ ; $t/T=0.80$ ; $t/T=1.00$ .....	66
Figura 5.30 Perfil de velocidades horizontais na sonda 3 - crista .....	67
Figura 5.31 Perfil de velocidades horizontais na sonda 3 - cava.....	67

Figura 5.32 Perfil de velocidades horizontais modelado numericamente e experimental - crista .....	68
Figura 5.33 Perfil de velocidades horizontais modelado numericamente e experimental - cava .....	68
Figura 5.34 Valores médios das forças de sustentação modelados numericamente e experimentais ....	69
Figura 5.35 Coeficientes de arrasto – valores numéricos e experimentais .....	70
Figura 5.36 Coeficientes de inércia – valores numéricos e experimentais .....	71
Figura 5.37 Coeficientes de sustentação com o sentido oposto ao do fundo – valores numéricos e experimentais .....	72
Figura 5.38 Coeficientes de sustentação com o sentido do fundo – valores numéricos e experimentais .....	72
Figura 5.39 Coeficientes de arrasto, inércia e sustentação obtidos numericamente e experimentalmente para diferentes simulações e para o caso de $e/D=0.50$ .....	73
Figura 5.40 Coeficientes de arrasto, inércia e sustentação obtidos numericamente e experimentalmente para diferentes simulações e para o caso de $e/D=0.125$ .....	74
Figura 5.41 Linhas de corrente experimentais (esquerda) e numéricas (direita) – caso de $e/D=0.50$ ....	75
Figura 5.42 Linhas de corrente experimentais (esquerda) e numéricas (direita) – caso de $e/D=0.09$ ....	76

## **ANEXO H**

Figura H.0.1 Análise de sensibilidade - número de Reynolds .....	121
Figura H.0.2 Análise de sensibilidade - altura média de onda a barlar do cilindro .....	121
Figura H.0.3 Análise de sensibilidade - altura média de onda sobre o cilindro .....	121
Figura H.0.4 Análise de sensibilidade - altura média de onda a sotamar do cilindro .....	122

## ÍNDICE DE QUADROS

Quadro 4.1 Malhas usadas na análise de sensibilidade e as suas características .....	27
Quadro 4.2 Coordenadas das posições das sondas numéricas .....	28
Quadro 5.1 Simulações utilizadas na análise de sensibilidade e tempo CPU.....	39
Quadro 5.2 Análise de Sensibilidade - Componentes das forças actuantes e respectivas variações relativas à simulação com a malha mais refinada v64_0.50 .....	42
Quadro 5.3 Simulações efectuadas para os diferentes posicionamentos de cilindro considerados.....	45
Quadro 5.4 Máximos e mínimos das forças horizontais totais e das forças de sustentação para $e/D=0.50$ .....	49

## ANEXO I

Quadro I.0.1 Valor máximo/mínimo e média dos valores máximos/mínimos da força horizontal total .....	123
Quadro I.0.2 Valor máximo/mínimo, média dos valores máximos/mínimos e média da força de sustentação .....	123
Quadro I.0.3 Valores médios dos coeficientes adimensionais de arrasto e inércia calculados pelo método de Morison, análise de Fourier e método dos mínimos quadrados .....	124
Quadro I.0.4 Coeficientes adimensionais de sustentação .....	124
Quadro I.0.5 Valores máximos dos coeficientes adimensionais de arrasto e inércia calculados pelo método de Morison, análise de Fourier e método dos mínimos quadrado .....	125





## LISTA DE SÍMBOLOS

$a$	Amplitude de onda
$c$	Celeridade
$C_D$	Coeficiente de arrasto
$C_{D\_fourier}$	Coeficiente de arrasto calculado com uma análise de Fourier
$C_{D\_lsm}$	Coeficiente de arrasto calculado pelo método dos mínimos quadrados
$C_{D\_m}$	Coeficiente de arrasto calculado pelo método de Morison
$células/D$	Número de células por diâmetro
$C_L^-_{med}$	Coeficiente de sustentação considerando a média dos valores mínimos da força de sustentação com o sentido do fundo
$C_L^-_{min}$	Coeficiente de sustentação considerando a força mínima de sustentação com o sentido do fundo
$C_L^+_{máx}$	Coeficiente de sustentação considerando a força máxima de sustentação com o sentido oposto ao do fundo
$C_L^+_{med}$	Coeficiente de sustentação considerando a média dos valores máximos das forças de sustentação com o sentido oposto ao do fundo
$C_M$	Coeficiente de inércia
$C_{M\_fourier}$	Coeficiente de inércia calculado com uma análise de Fourier
$C_{M\_lsm}$	Coeficiente de inércia calculado pelo método dos mínimos quadrados
$C_{M\_m}$	Coeficiente de inércia calculado pelo método de Morison
$D$	Diâmetro do cilindro
$D_{AUTOCAD}$	Diâmetro da circunferência que se deve considerar para o desenho no AUTOCAD
$D_{pretendido}$	Diâmetro real pretendido
$dx$	Dimensão das células na direcção horizontal
$dy$	Dimensão das células na direcção vertical
$dy_{irregular}$	Maior dimensão das células na direcção vertical na zona irregular
$dy_{regular}$	Dimensão das células na direcção vertical na zona regular
$e$	Distância entre o cilindro e fundo

$f$	Frequência
$F$	Função VOF
$F(t)$	Força total instantânea a actuar num cilindro
$F_D$	Força de arrasto
$F_{Dp}$	Força de arrasto prevista
$F_D(t)$	Força de arrasto instantânea
$F_i$	Força de impulsão
$F_L$	Força de sustentação
$F_L^-$	Força de sustentação com o sentido do fundo
$F_L(t)$	Força de sustentação instantânea
$F_{L\_méd}$	Valor médio das forças de sustentação
$F_L^-_{méd}$	Média dos valores mínimos da força de sustentação com o sentido do fundo
$F_L^-_{min}$	Valor mínimo da força de sustentação com o sentido do fundo
$F_L^+$	Força de sustentação com o sentido oposto ao do fundo
$F_L^+_{máx}$	Valor máximo da força de sustentação com o sentido oposto ao do fundo
$F_L^+_{méd}$	Média dos valores máximos das forças de sustentação com o sentido oposto ao do fundo
$F_M$	Força de inércia
$F_{Mp}$	Força de inércia prevista
$F_M(t)$	Força de inércia instantânea
$F_n$	Força normal no sentido do fundo
$f_v$	Frequência de desprendimento de vórtices
$F_x$	Força horizontal total
$F_x(t)$	Força horizontal total instantânea
$F_{x_m}$	Força horizontal total medida
$F_{x_m}(t)$	Força horizontal total instantânea medida no IH-2VOF
$F_{x_{máx}}$	Força horizontal total no sentido de propagação das ondas
$F_{x_{máx\_máx}}$	Valor máximo da força horizontal total no sentido de propagação das ondas

$Fx_{m\acute{a}x\_m\acute{e}d}$	Média dos valores máximos das forças horizontais totais no sentido de propagação das ondas
$Fx_{min}$	Força horizontal total no sentido contrário de propagação das ondas
$Fx_{min\_m\acute{e}d}$	Média dos valores mínimos das forças horizontais totais no sentido contrário de propagação das ondas
$Fx_{min\_min}$	Valor mínimo da força horizontal total no sentido contrário de propagação das ondas
$Fx_p(t)$	Força horizontal instantânea prevista utilizando a equação de Morison
$H$	Altura de onda
$h$	Profundidade
$heig$	Posição da superfície livre
$H_m$	Altura média de onda
$k$	Energia cinética turbulenta
$KC$	Número de Keulegan-Carpenter
$L$	Comprimento de onda
$L_{irregular}$	Comprimento vertical da malha na zona irregular
$p$	Pressão
$p(t, \theta)$	Pressão instantânea em cada posição ao longo do perímetro do cilindro
$R$	Raio do cilindro
$Re$	Número de Reynolds
$St$	Número de Strouhal
$S_x$	Sub-malha na direcção horizontal
$S_y$	Sub-malha na direcção vertical
$T$	Período de onda
$tf$	Duração total da série temporal em análise
$tfase$	Tempo de desfasamento
$U$	Velocidade do escoamento não perturbado
$u$	Velocidade horizontal
$u(t)$	Velocidade instantânea no escoamento não perturbado

$U_m$	Velocidade máxima do escoamento oscilatório numa zona não perturbada
$vortex$	Vorticidade
$V_{v64\_0.50}$	Variação relativa ao valor da componente da força em causa correspondente à simulação v64_0.50
$w$	Velocidade vertical
$Wa$	Peso dos anéis de afundamento e estabilizadores
$We$	Peso dos efluentes no interior da tubagem
$Wt$	Peso das tubagens
$xp$	Pressão registada nas sondas numéricas
$xu$	Velocidade horizontal registada nas sondas numéricas
$xv$	Velocidade vertical registada nas sondas numéricas
$\eta$	Elevação da superfície livre
$\omega$	Frequência angular
$\rho$	Massa volúmica do fluido
$\theta$	Ângulo entre a horizontal e a posição no perímetro do cilindro
$\mu$	Coefficiente de atrito
$\delta$	Parâmetro de bondade de ajustamento
$\eta_{cilindro}$	Elevação da superfície livre na zona central do cilindro
$\dot{u}(t)$	Aceleração instantânea no escoamento não perturbado
$\varepsilon$	Taxa de dissipação
$\nu$	Viscosidade cinemática do fluido

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

COBRAS-UC	<i>Cornell Breaking Waves and Structure – Universidad de Cantabria</i>
FFD	Ferro fundido dúctil
PRFV	Poliéster reforçado com fibra de vidro
MDPE	Polietileno de média densidade
NMM	Nível médio do mar (repouso)
PEAD	Polietileno de alta densidade
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
VARANS	<i>Volume Averaged Reynolds Navier-Stokes</i>
VOF	<i>Volume of fluid</i>



# 1. INTRODUÇÃO

Os emissários submarinos são estruturas utilizadas como dispositivos terminais de rejeição de efluentes e a sua utilização tem vindo a aumentar rapidamente nos últimos anos um pouco por todo o mundo, inclusive em Portugal. Ocorrem, no entanto, acidentes com este tipo de estruturas com uma frequência superior ao que é esperado, o que resulta em consequências muito negativas a nível económico, ambiental e social. Apesar do conhecimento e da tecnologia usados na concepção, dimensionamento, construção e fiscalização terem aumentado significativamente nos últimos 30 anos, ainda existem questões por estudar a fundo, nomeadamente o escasso conhecimento que existe sobre as forças hidrodinâmicas que actuam sobre os emissários (Neves & Reis, 2003). Para o cálculo destas forças são utilizadas fórmulas empíricas e, em alguns casos, recorre-se à modelação física. A modelação numérica, embora promissora, não é ainda utilizada em projecto por estar ainda pouco validada.

A presente dissertação tem como objectivo estudar a aplicabilidade do modelo numérico IH-2VOF em emissários submarinos assentes no fundo marinho e sujeitos à acção das ondas, dando-se um especial destaque ao estudo dos fenómenos envolvidos na interacção ondas-estrutura, nomeadamente as forças aí exercidas.

O modelo numérico utilizado foi desenvolvido na Universidade de Cantábria e é caracterizado por ser um modelo bidimensional, baseado na resolução das equações RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) e que modela o escoamento com superfície livre utilizando a técnica VOF (*Volume of Fluid*). Este modelo já foi aplicado em diversos estudos de interacção onda-estruturas (*e.g.*, Mota, 2009; Patrício, 2012) com resultados satisfatórios mas, no caso de emissários submarinos assentes no fundo marinho, a sua aplicabilidade ainda não está totalmente demonstrada.

Neste trabalho pretende-se validar este modelo para o caso de emissários assentes no fundo sujeitos à acção da onda por comparação com dados resultantes de ensaios em modelo físico à escala reduzida, disponíveis na literatura (Jarno-Druauxt *et al.*, 1995). Para melhor compreender este tipo de interacção, a validação foi feita para vários casos estudados nesse trabalho experimental onde foi alterado o posicionamento do cilindro face ao fundo e estudada a sua influência nas forças exercidas no cilindro. Para estes cálculos foi utilizada uma discretização da malha com um nível de refinamento adequado ao estudo dos fenómenos e gradezas pretendidas, tendo sido definida através de um estudo de sensibilidade realizado no âmbito desta dissertação. Este estudo consistiu em verificar a influência da dimensão das células da malha, onde o cilindro se insere, nos resultados do modelo com destaque para as forças exercidas no cilindro. A escolha do nível de refinamento adequado representa um compromisso entre precisão de resultados, duração total da simulação e tamanho total dos ficheiros de resultados da simulação.

O presente trabalho vem na sequência da tese de dissertação intitulada *Modelação Numérica da Interação Onda-Estrutura em Emissários Submarinos* (Silva, 2012), onde também foram estudadas e validadas as forças que actuam num emissário submarino, mas para condições de escoamento estacionário com corrente uniforme. Para condições de agitação, apenas se estudaram casos com uma altura de onda muito baixa e período elevado e um único posicionamento do cilindro face ao fundo sem, no entanto, ter sido feita qualquer validação dos resultados obtidos nestas condições. Consequentemente, no processamento de dados, utilizaram-se ferramentas computacionais de MATLAB simplificadas e parte da análise não foi automatizada. Em contraponto, no trabalho aqui apresentado, foram desenvolvidas ferramentas computacionais automatizadas para funcionarem para qualquer posicionamento do emissário na coluna de água, inclusive que funcionassem para casos de estudo diferentes dos que foram abordados ao longo deste trabalho e foram desenvolvidas ferramentas específicas para o cálculo dos coeficientes de arrasto, inércia e sustentação por diferentes métodos disponíveis na literatura.

A presente dissertação é constituída, após esta introdução (Capítulo 1), por quatro partes: uma análise teórica dos fenómenos físicos envolvidos na interacção entre a agitação marítima e a estrutura (Capítulo 2); uma breve descrição do modelo numérico utilizado (Capítulo 3); uma apresentação do caso de estudo, da metodologia utilizada para realizar as simulações e do trabalho envolvido no processamento de resultados (Capítulo 4); e por último, uma análise de resultados, a validação do modelo numérico e as conclusões do trabalho (Capítulos 5 e 6).



## 2. INTERACÇÃO DE ONDAS COM UM EMISSÁRIO SUBMARINO

### 2.1. Emissários submarinos

Os emissários submarinos são estruturas utilizadas como dispositivos terminais de rejeição de efluentes permitindo que estes sejam difundidos a uma distância significativa da costa, aproximadamente entre 500 m e 3500 m, no caso dos emissários instalados em Portugal (Neves & Reis, 2003). Ao utilizar-se este tipo de estruturas usufrui-se do potencial de auto-depuração próprio do oceano, no qual ocorre a diluição, a dispersão e o decaimento bacteriano das cargas poluentes. Estas estruturas minimizam os custos de tratamento e, quando dimensionadas e executadas convenientemente, garantem a boa qualidade das águas costeiras e estuarinas (Freitas, 2010).

Quanto à forma de colocação, os emissários podem ser enterrados em vala no fundo, assentar no fundo recorrendo, ou não, a anéis de afundamento e anéis estabilizadores, ou pode ser utilizada uma solução mista, que conjuga as duas soluções mencionadas. Em Portugal, a solução mais corrente é a solução mista, uma vez que as condições vão variando ao longo do emissário. Nas zonas costeiras existem, recorrentemente, locais de agitação marítima e correntes violentas, o que implica que a estrutura esteja mais protegida e, como tal, recorre-se à utilização de uma solução enterrada em vala. Nas zonas balneares também se recorre a esta solução uma vez que há a necessidade de tornar a estrutura “invisível”. Por sua vez, um pouco mais longe da costa, onde por norma a agitação marítima não é tão forte e onde as profundidades tendem a aumentar, utiliza-se a solução de emissários assentes no fundo marinho, onde a estabilidade da estrutura é normalmente garantida pelo peso próprio das tubagens, por anéis de afundamento e por anéis estabilizadores (Neves & Reis, 2003). Na Figura 2.1, apresenta-se um exemplo de um emissário submarino com anéis de afundamento, na fase prévia ao seu afundamento.



Figura 2.1 Emissário submarino com anéis de afundamento, na fase prévia ao seu afundamento (Roberts *et al.*, 2010)

Relativamente aos materiais utilizados nos emissários submarinos, os mais comuns são: polietileno de alta densidade (PEAD), betão armado com alma de aço, aço revestido a betão, ferro fundido dúctil (FFD), poliéster reforçado com fibra de vidro (PRFV) e polietileno de média densidade (MDPE). Estes materiais podem, no entanto, ser combinados entre si sendo, por exemplo, bastante comum que os emissários submarinos sejam constituídos por um difusor em FFD e que a restante extensão da tubagem seja em PEAD (Neves & Reis, 2003).

Para a escolha de uma solução construtiva adequada é também necessário existir um trabalho de levantamento e tratamento de dados relativos a condicionamentos naturais como a ondulação, correntes, níveis de maré, batimetria, natureza dos fundos marinhos, entre outros. Se esta caracterização for deficiente podem ocorrer falhas no dimensionamento da estrutura e daí resultarem acidentes que trazem consequências muito negativas a nível económico, ambiental e social.

No caso dos emissários submarinos assentes no fundo, ou seja, o tipo de emissário estudado neste trabalho, a maioria dos acidentes estão associados à ocorrência de fenómenos de instabilidade causados pela flutuabilidade, ondas e corrente. Estes fenómenos têm em comum uma componente de instabilidade vertical, que é condicionada pelo equilíbrio vertical das forças (Figura 2.2) e que se rege pela seguinte fórmula (Plastics Pipe Institute, 2007):

$$Fn = Wt + We + Wa - Fi - FL \quad (2.1)$$

onde:

$Fn$  → força normal no sentido do fundo [kN/m]

$Wt$  → peso das tubagens [kN/m]

$We$  → peso dos efluentes no interior da tubagem [kN/m]

$Wa$  → peso dos anéis de afundamento e estabilizadores [kN/m]

$Fi$  → força de impulsão [kN/m]

$FL$  → força de sustentação [kN/m]

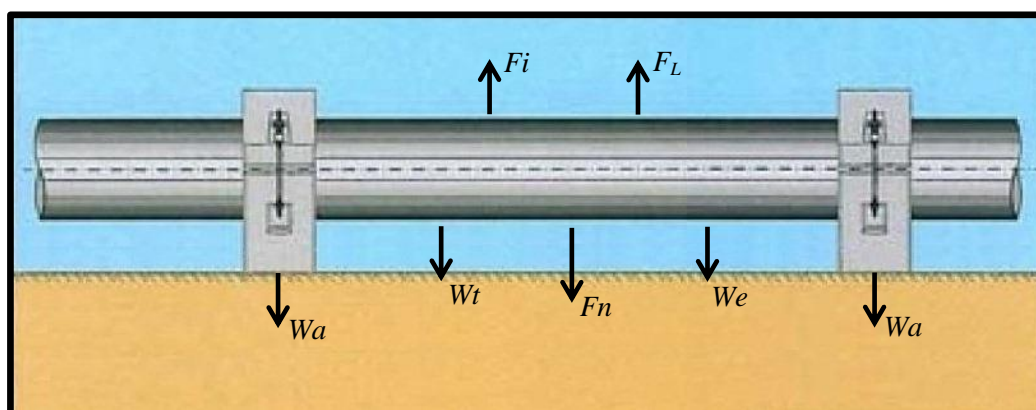


Figura 2.2 Perfil longitudinal de um emissário submarino assente no fundo – equilíbrio vertical das forças (adaptado de Afonso *et al.*, 2007)

Considera-se que ocorre instabilidade vertical sempre que a força normal toma um valor negativo, ou seja,  $F_n < 0$ . No caso dos fenómenos de instabilidade por flutuabilidade, a parcela dinâmica referente às forças de sustentação é nula, pois trata-se de um caso sem acções dinâmicas externas.

No caso das ondas e correntes, analisando a expressão ( 2.1 ), rapidamente se entende que os parâmetros envolvidos são de cálculo fácil e relativamente expedito, com a excepção das forças de sustentação, que envolvem fenómenos hidrodinâmicos complexos, pelo que, para estas, a utilização de modelação numérica tem uma grande utilidade. Por norma, são utilizados valores para estas forças em função de coeficientes tabelados (*e.g.*, Det Norkse Veritas, 1981; Karlsen, 2002), o que, na maioria das vezes, resulta em estruturas sobredimensionadas, levando a custos económicos superiores aos necessários, mas de onde também podem resultar estruturas subdimensionada dando aso a estes fenómenos de instabilidade.

No caso da estabilidade horizontal (Figura 2.3), esta é regida pela expressão:

$$F_a > F_x \quad ( 2.2 )$$

onde:

$F_a \rightarrow$  força de atrito [kN/m]

$F_x \rightarrow$  força horizontal total [kN/m]

A força de atrito consiste na força de contacto que surge entre os anéis de afundamento, ou a própria tubagem, e o fundo marinho quando a estrutura se encontra prestes a dar início ao movimento. A força de atrito pode ser calculada pela expressão ( 2.3 ) e depende do coeficiente de atrito,  $\mu$ , e da força normal no sentido do fundo,  $F_n$ , resultante da expressão ( 2.1 ).

$$F_a = \mu F_n \quad ( 2.3 )$$

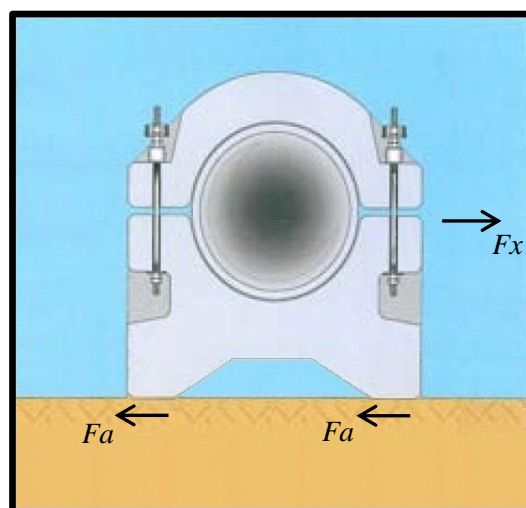


Figura 2.3 Perfil transversal de um emissário submarino assente no fundo – equilíbrio horizontal das forças (adaptado de Afonso *et al.*, 2007)

Caso a condição ( 2.2 ) não seja verificada, ocorrem fenómenos de instabilidade horizontal (Karlsen, 2002). Aqui está-se perante uma situação idêntica à da estabilidade vertical, onde o uso de modelação numérica pode ser muito útil para o cálculo da parcela referente aos processos hidrodinâmicos, ou seja, a força horizontal total.

Apesar de este trabalho ter sido feito no contexto de emissários submarinos, todos os conceitos e bases científicas que aqui são referidos também são aplicáveis a outro tipo de estruturas que também se encontrem assentes no fundo marinho, nomeadamente condutas de gás e de petróleo.

## **2.2. Agitação marítima**

As ondas marítimas são perturbações oscilatórias que ocorrem na superfície do mar e podem ser causadas por diferentes tipos de solicitações externas. As ondas geradas pela acção do vento são as que se conhecem por agitação marítima. Na zona de geração, as ondas denominam-se por ondulação e são caracterizadas por possuírem diversos períodos e direcções. Quando as ondas se afastam da zona de geração, o espectro de períodos e direcção estreita e as ondas passam a ser denominadas por vagas.

Os processos de geração e propagação de ondas são processos complexos e que envolvem essencialmente três parâmetros desconhecidos: a elevação da superfície livre, a pressão e a velocidade das partículas. Uma vez que não existe um método de resolução geral, é necessário considerar uma série de simplificações que permitem obter resultados com diferentes graus de precisão. Dependendo do problema a considerar, existem diferentes tipos de soluções matemáticas que permitem obter as soluções desde a mais simplificada, a teoria linear, à mais completa utilizada em alguns modelos numéricos.

A caracterização das ondas no espaço é normalmente feita considerando a onda como sinusoidal e regular, ou seja, considerando válida a teoria linear, sendo definidas algumas grandezas tais como o comprimento de onda,  $L$  (Figura 2.4). Considerando o caso de agitação irregular, podem ser utilizados métodos estatísticos para analisar as características da variação da superfície livre num determinado ponto (Méhauté, 1976).

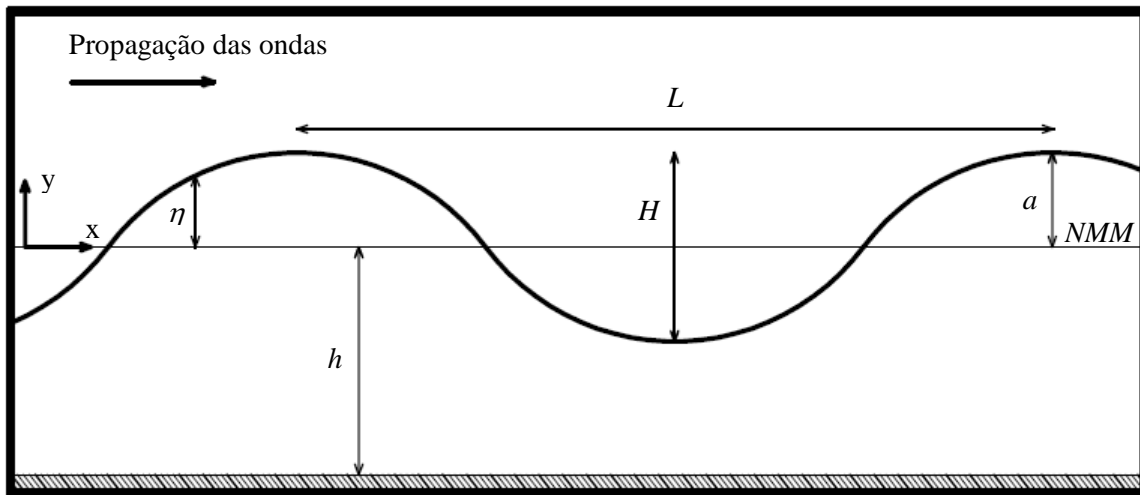


Figura 2.4 Parâmetros geométricos das ondas

Em que:

$\eta \rightarrow$  elevação da superfície livre [m]

$h \rightarrow$  profundidade [m]

$L \rightarrow$  comprimento de onda [m]

$H \rightarrow$  altura de onda [m]

$a \rightarrow$  amplitude de onda [m]

$NMM \rightarrow$  Nível médio do mar (repouso)

Assim, podem-se ainda destacar as seguintes grandezas:

$$c = \frac{L}{T} \quad (2.4)$$

$$f = \frac{1}{T} \quad (2.5)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (2.6)$$

onde:

$c \rightarrow$  celeridade [m/s]

$f \rightarrow$  frequência [ $s^{-1}$ ]

$\omega \rightarrow$  frequência angular [rad/s]

$T \rightarrow$  período de onda [s]

Pela teoria linear das ondas, é ainda possível relacionar a celeridade da onda, o comprimento de onda e a profundidade de água através da equação de dispersão:

$$c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{L}\right)} \quad (2.7)$$

Os valores das grandezas referidas dependem da profundidade e, como tal, é possível obter simplificações desses valores em função da profundidade. Podem-se assim considerar três zonas diferentes, tal como se apresenta na Figura 2.5, que permitem simplificar a expressão ( 2.7 ) para o intervalo de profundidade em causa e calcular o respectivo valor da celeridade.

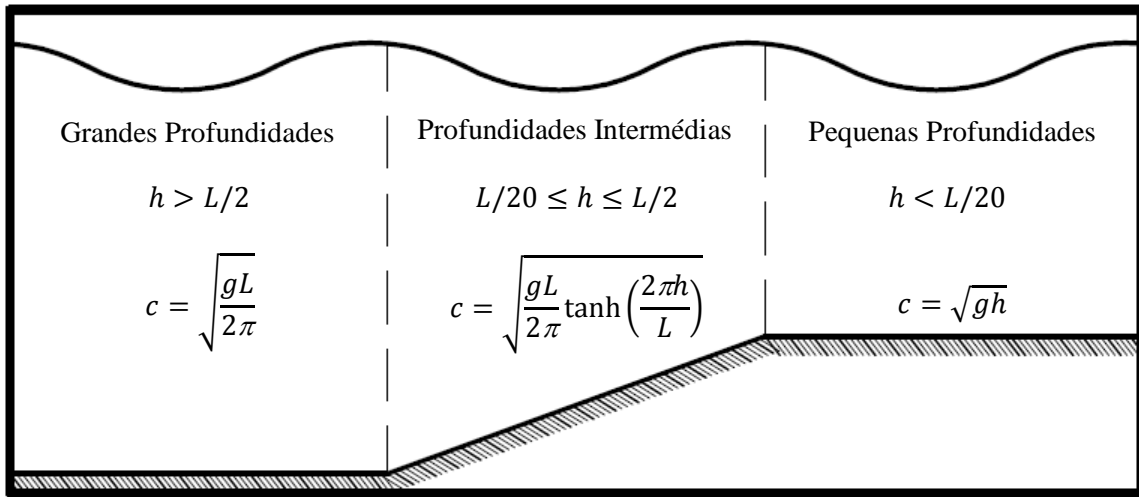


Figura 2.5 Diferentes profundidades e respectiva celeridade

### 2.2.1. Escoamentos oscilatórios

Num meio marítimo, de forma simplificada, podem ser considerados, essencialmente, dois tipos de escoamentos, que são o escoamento permanente, associado a correntes marítimas, e o escoamento oscilatório, associado à agitação marítima.

No caso de escoamento oscilatório e considerando que o escoamento se aproxima de um escoamento sinusoidal, a velocidade é dada por:

$$u(t) = U_m \cos(\omega t) \quad (2.8)$$

onde  $U_m$ , a velocidade máxima do escoamento oscilatório não perturbado, pode ser calculado por:

$$U_m = \frac{2\pi a}{T} \quad (2.9)$$

Num campo de ondas, a definição exacta do campo de velocidades é muito importante pois, a partir destas, calcula-se o campo de pressões e, através deste, é possível o cálculo das forças sobre os corpos em estudo. Este campo de velocidades é proporcional à amplitude de onda e pode ser decomposto em duas componentes: a velocidade horizontal ( $u$ ) e a velocidade vertical ( $w$ ), desfasadas entre si de  $90^\circ$  (Figura 2.6). Para uma onda, os valores máximos da velocidade horizontal ocorrem na crista e na cava e, por sua vez, a velocidade vertical é máxima quando a elevação da superfície livre,  $\eta$ , é nula. Relacionando as velocidades com a profundidade, à medida que se vai aproximando do fundo as intensidades das velocidades vão diminuindo, e quando se atinge o fundo a velocidade vertical toma um valor nulo e a velocidade horizontal toma um valor variável, função da altura de onda e da celeridade. Relativamente às acelerações horizontais, estas tomam um valor máximo quando a velocidade horizontal é nula, ou seja, quando a velocidade vertical é máxima e, por sua vez, as acelerações verticais são máximas quando a velocidade horizontal toma valores máximos (Dean & Dalrymple, 2000).

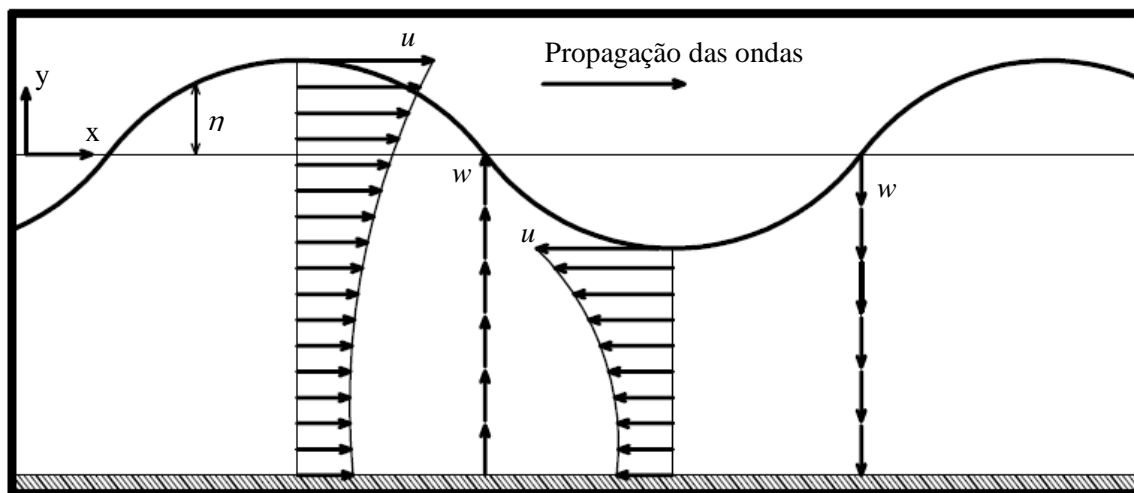


Figura 2.6 Campo de velocidades numa onda regular

A pressão que actua num corpo submerso tem duas componentes, uma hidrostática e uma dinâmica, em que esta última vai variando consoante a fase da onda e a respectiva elevação da superfície livre. Assim, a pressão que é exercida não é puramente hidrostática, ou seja, puramente proporcional à altura da coluna de água porque, associado ao movimento das ondas, existe uma aceleração vertical que se encontra desfasada  $180^\circ$  da posição da superfície livre e que altera a pressão relativamente ao caso puramente hidrostático. Assim, como se pode ver na Figura 2.7, quando a superfície livre atinge a amplitude máxima da onda, a pressão total é superior à pressão hidrostática, pelo que, a pressão dinâmica é positiva. Quando a variação da elevação da superfície livre é nula, a aceleração vertical também é nula, resultando numa pressão total meramente hidrostática. Por último, no caso em que a posição da superfície livre coincide com uma cava, a pressão total é inferior à pressão hidrostática, pelo que a pressão dinâmica é negativa, ou seja, uma subpressão.

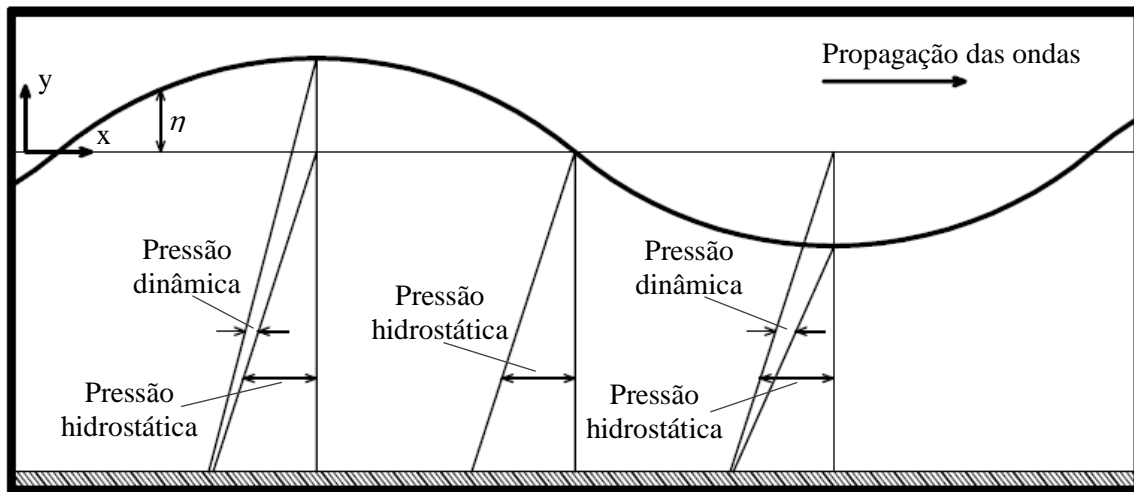


Figura 2.7 Componentes de pressão hidrostática e dinâmica nas várias fases de uma onda

## 2.3. Interação onda-estrutura

### 2.3.1. Escoamento em torno de cilindros

A análise do tipo de escoamento associado ao emissário submarino é aqui feita considerando que este é constituído por uma estrutura de secção cilíndrica, ou seja, sem considerar a influência de outros elementos, tais como os anéis de afundamento.

Um escoamento permanente, também denominado de escoamento estacionário, em torno de um cilindro circular e liso, é caracterizado pela grandeza adimensional número de Reynolds (Summer & Fredsoe, 2006) :

$$Re = \frac{D U}{\nu} \quad (2.10)$$

onde:

$D \rightarrow$  diâmetro do cilindro [m]

$U \rightarrow$  velocidade do escoamento não perturbado [m/s]

$\nu \rightarrow$  viscosidade cinemática do fluido [m<sup>2</sup>/s]

No caso de um escoamento oscilatório, é considerada ainda outra grandeza adimensional, que melhor caracteriza o escoamento em torno dos cilindros, o número de Keulegan-Carpenter, dado por:

$$KC = \frac{U_m T}{D} \quad (2.11)$$

onde:

$U_m \rightarrow$  velocidade máxima do escoamento oscilatório não perturbado [m/s]



Esta grandeza relaciona a distância percorrida por uma partícula de água entre as amplitudes extremas de uma onda e o diâmetro do cilindro. Se o valor de  $KC$  for grande, as partículas de água movem-se muito mais que o diâmetro do cilindro, havendo desta maneira um desprendimento destas partículas e, caso o desprendimento da camada limite sobre o cilindro seja total, pode ocorrer a formação de vórtices e, posteriormente, dar-se o seu desprendimento. Caso o valor de  $KC$  seja pequeno, as partículas de água movem-se menos do que o diâmetro do cilindro, podendo a separação das partículas nem chegar a ocorrer (Palmer & King, 2008).

Assim, à medida que o valor de  $KC$  vai crescendo, o tipo de escoamento em torno de cilindros vai-se alterando como pode ser visto na Figura 2.8.

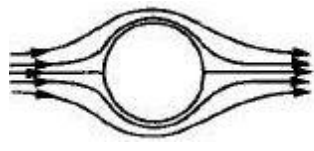
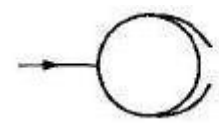
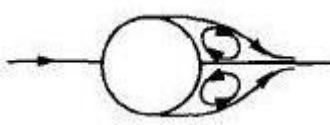
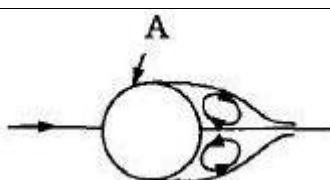
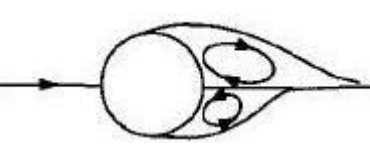
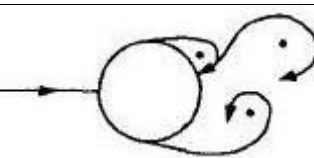
	Regime laminar sem desprendimento das partículas de água.	$KC < 1.1$
	Desprendimento com formação de vórtices Honj (vórtices com forma de cogumelo e paralelos ao escoamento).	$1.1 < KC < 1.6$
	Desprendimento com formação de um par de vórtices simétricos.	$1.6 < KC < 2.1$
	Desprendimento com formação de um par de vórtices simétricos. Ocorrência de turbulência sobre a superfície do cilindro (A).	$2.1 < KC < 4$
	Desprendimento com formação de um par de vórtices assimétricos.	$4 < KC < 7$
	Desprendimento de vórtices.	$7 < KC$

Figura 2.8 Tipo de escoamento, em torno de um cilindro num escoamento oscilatório, para um  $Re = 1000$  (adaptado de Summer e Fredsoe, 2006)

Deve-se ter em conta que os valores apresentados na figura acima são para um caso onde o número de Reynolds é igual a 1000. Caso o valor desta grandeza se altere, os limites superiores e inferiores de  $KC$  também se vão alterar.

Quando o tipo de escoamento em torno dos cilindros envolve desprendimento de vórtices, pode-se analisar a frequência com a qual este desprendimento ocorre, ou seja, a frequência de desprendimento,  $fv$ . Esta frequência pode ser normalizada pela velocidade de escoamento e pelo diâmetro do cilindro, resultando a grandeza adimensional, denominada de número de Strouhal,  $St$ :

$$St = \frac{fvD}{U_m} \quad (2.12)$$

Um factor que tem relevância no tipo de escoamento que ocorre em torno de cilindros é a distância a que este se encontra no fundo,  $e$ , normalmente adimensionalizada pelo diâmetro do cilindro, ou seja, usa-se o quociente  $e/D$ . Um exemplo claro da influência do valor de  $e/D$  é o facto de, à medida que este parâmetro vai diminuindo, a formação e trajectória dos vórtices deixa de ser simétrica, o que vai ter influência nas forças que actuam no cilindro (Summer & Fredsoe, 2006).

## 2.3.2. Forças actuantes no cilindro

### 2.3.2.1. Componentes das forças

O escoamento em torno de um cilindro, descrito em 2.3.1, faz surgir forças no cilindro que, num dado instante e, por unidade de comprimento, podem ser obtidas integrando o campo de pressão que actua no perímetro do mesmo:

$$F(t) = \int_0^{2\pi} p(t, \theta) R d\theta \quad (2.13)$$

onde:

$F(t) \rightarrow$  força total instantânea a actuar num cilindro [N/m]

$p(t, \theta) \rightarrow$  pressão instantânea em cada posição ao longo do perímetro do cilindro [N/m<sup>2</sup>]

$R \rightarrow$  raio do cilindro [m]

$\theta \rightarrow$  ângulo entre a horizontal e a posição no perímetro do cilindro [rad]

Esta força total pode ser, no entanto, decomposta em três componente distintas: a força de inércia,  $F_M$ ; a força de arrasto,  $F_D$ ; e a força de sustentação,  $F_L$ . As duas primeiras actuam paralelamente à direcção da propagação das ondas e a força de sustentação actua perpendicularmente à referida direcção de propagação.

As forças de inércia actuantes num cilindro têm uma componente que resulta das pressões induzidas por um escoamento não perturbado pela presença do cilindro, também conhecida por força de Froude-Krilov e outra componente adicional, resultante das variações do campo de pressão quando se

considera a presença do cilindro no escoamento (Journée & Massie, 2001). Da soma destas duas componentes resulta a seguinte expressão:

$$F_M(t) = \frac{\pi}{4} \rho C_M D^2 \dot{u}(t) \quad (2.14)$$

onde:

$F_M(t) \rightarrow$  Força de inércia instantânea [N/m]

$\rho \rightarrow$  massa volúmica do fluido [kg/m<sup>3</sup>]

$C_M \rightarrow$  coeficiente de inércia

$\dot{u}(t) \rightarrow$  aceleração instantânea no escoamento não perturbado [m/s<sup>2</sup>]

A força de arrasto (*drag force*, na terminologia anglo-saxónica) é composta por duas parcelas: a força de arrasto de atrito, resultante da tensão de corte entre a camada limite que se desenvolve sobre a superfície do cilindro e o restante escoamento; e a força de arrasto de forma, que resulta da pressão devida ao escoamento que actua no cilindro. Assim, a força de arrasto total resulta na soma destas duas componentes, podendo ser calculado por:

$$F_D(t) = \frac{1}{2} \rho C_D D u(t) |u(t)| \quad (2.15)$$

onde:

$F_D(t) \rightarrow$  força de arrasto instantânea [N/m]

$C_D \rightarrow$  coeficiente de arrasto

$u(t) \rightarrow$  velocidade instantânea no escoamento não perturbado

Quando se somam as duas componentes horizontais descritas anteriormente, nomeadamente a força de inércia e a força de arrasto, obtém-se a expressão (2.16), que permite o cálculo da força horizontal total instantânea por unidade de comprimento,  $F_x(t)$ , que actua no cilindro:

$$F_x(t) = F_M(t) + F_D(t) \quad (2.16)$$

onde, substituindo  $F_M(t)$  pela expressão da equação (2.14) e  $F_D(t)$  pela (2.15), obtém-se a equação de Morison (2.17), dada por:

$$F_x(t) = \frac{\pi}{4} \rho C_M D^2 \dot{u}(t) + \frac{1}{2} \rho C_D D u(t) |u(t)| \quad (2.17)$$

Da expressão (2.17), é possível verificar que os valores máximos das forças de inércia e de arrasto se encontram desfasadas 90°, o que deve ser tido em consideração quando se pretende encontrar o valor máximo da força horizontal total. Este desfasamento é representado esquematicamente na Figura 2.9.

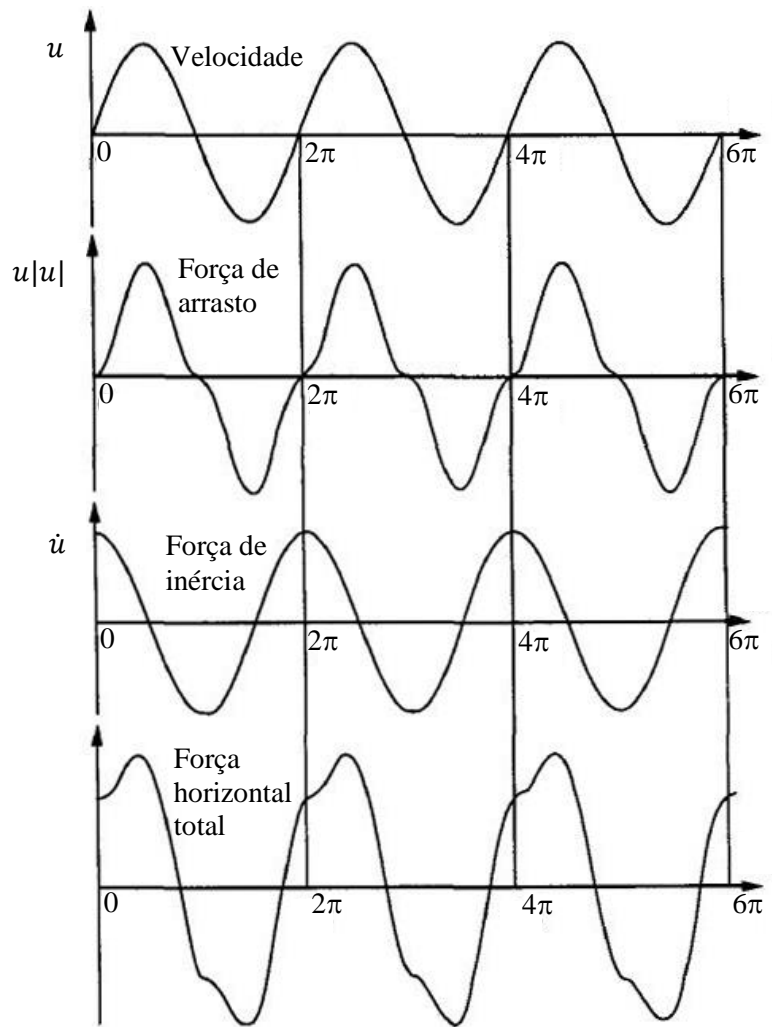


Figura 2.9 Variação temporal das forças de arrasto, inércia e horizontal total  
(adaptado de Summer e Fredsoe, 2006)

Quando um cilindro está sobre a acção de ondas, este pode ficar submetido a uma força de sustentação (*lift force*, na terminologia anglo-saxónica). De uma forma geral, pode dizer-se que os picos desta força de sustentação ocorrem quando se dá a inversão de escoamento e ocorre o retorno do vórtice desprendido mais recente para o cilindro, enquanto os restantes picos estão associados à formação de vórtices em torno do cilindro. Nos casos em que o  $KC$  toma valores muito pequenos, tal como foi visto na Figura 2.8, não ocorre a formação de vórtices e, como tal, não vai existir este tipo de força a actuar no cilindro. A força de sustentação instantânea, por unidade de comprimento,  $F_L(t)$ , pode ser calculada por:

$$F_L(t) = \frac{1}{2} \rho C_L D u(t)^2 \quad (2.18)$$

onde:

$C_L \rightarrow$  coeficiente de sustentação

Tal como foi visto no sub-capítulo 2.1, no dimensionamento de emissários submarinos é necessário determinar os valores das forças actuantes. Estas são calculadas admitindo valores para os coeficientes adimensionais ( $C_M$ ,  $C_D$  e  $C_L$ ) e usando as equações ( 2.14 ) a ( 2.18 ). Vários autores realizaram ensaios experimentais para a determinação destes coeficientes, existindo, como tal, inúmeras sugestões para os valores dos mesmos, porém os que se encontram publicados em *Rules for Submarine Pipeline Systems* (Det Norske Veritas, 1981) são dos que melhor são aceites para serem utilizados no projecto de emissários (Journée & Massie, 2001). Estes coeficientes são normalmente calculados a partir de séries temporais de força, velocidade e aceleração, resultantes de ensaios experimentais ou de modelação numérica e o método de os calcular é descrito nos próximos pontos.

### 2.3.2.2. Coeficientes adimensionais $C_D$ e $C_M$

Existem diferentes maneiras de efectuar o cálculo dos coeficientes adimensionais  $C_D$  e  $C_M$ , nomeadamente os seguintes métodos:

- Método de Morison;
- Análise de Fourier;
- Método dos mínimos quadrados;
- Método dos mínimos quadrados ponderados;
- Abordagem alternativa.

De acordo com o método utilizado, obtêm-se valores para estes coeficientes que diferem entre si, pelo que se pode concluir que não é possível determinar o valor exacto para estes coeficientes, mas apenas estimar o seu valor. Nesta dissertação foram estudados e utilizados: o método de Morison, dado ter sido desenvolvido pelo próprio Morison e ser um método cujo princípio de aplicação é bastante simples; o método dos mínimos quadrados, uma vez que, segundo Summer e Fredsoe (2006), num escoamento oscilatório, este é um dos métodos mais apropriados para o cálculo destes coeficientes e que tem a vantagem de utilizar toda a série temporal de forças, velocidades e acelerações; e, por último, a análise de Fourier, que a par com o método anterior, utiliza as séries temporais completas para o cálculo dos coeficientes e é o método utilizado no caso de estudo que se apresenta no capítulo 4.

O **método de Morison** é um método bastante simples que foi pensado para ser aplicado manualmente, sem recurso a computadores. Este método baseia-se na interpretação da expressão ( 2.17 ), onde é possível verificar o seguinte:

- Quando a velocidade é máxima, a aceleração é nula, pelo que nesse instante  $F_x(t) = F_D(t)$
- Quando a aceleração é máxima, a velocidade é nula, pelo que nesse instante  $F_x(t) = F_M(t)$

Assim, com estas condições e rearranjando a expressão ( 2.17 ), é possível obter as seguintes expressões para o cálculo de  $C_D$  e  $C_M$ :

$$C_D = \frac{2 F_x(t1)}{\rho D u(t1) |u(t1)|} \quad ( 2.19 )$$

$$C_M = \frac{4 F_x(t2)}{\pi \rho D^2 \dot{u}(t2)} \quad ( 2.20 )$$

onde:

$t1 \rightarrow$  instante em que a aceleração é nula

$t2 \rightarrow$  instante em que a velocidade é nula

Este método é bastante simplificado mas pode ser considerado como pouco preciso porque, caso se verifique algum erro na série temporal de velocidade, a leitura do valor da força horizontal total será afectada por esse erro, levando a que os coeficientes não correspondam aos valores máximos. Por outro lado, com este método, apenas são utilizados dois instantes de tempo da série temporal, não se utilizando muita informação válida. Uma forma de minimizar os erros que este método tem implícitos, passa por fazer o cálculo dos coeficientes para um grande número ondas e, posteriormente, calcular os seus valores médios (Journée & Massie, 2001).

A **análise de Fourier** tem por base a minimização da área que existe entre a representação gráfica da força horizontal total medida e a força horizontal total prevista, em que o cálculo desta última é feita pela equação de Morison ( 2.17 ). Assim, tendo em consideração que a onda é sinusoidal e utilizando a expressão ( 2.8 ), a equação de Morison pode ser re-escrita da seguinte forma (Frigaard & Burcharth, 1989):

$$F_x(t) = \frac{1}{2} \rho D U_m^2 \left( C_D \cos(\omega t) |\cos(\omega t)| - C_M \frac{\pi^2}{KC} \sin(\omega t) \right) \quad ( 2.21 )$$

Multiplicando, separadamente, a expressão anterior por  $\cos(\omega t)$  e  $\sin(\omega t)$  e, posteriormente integrando numa onda, ou seja, de 0 a  $2\pi$ , obtém-se os valores de Fourier para os coeficientes em causa:

$$C_D = 0.75 \int_0^{2\pi} \frac{F x_m \cos(\omega t)}{\rho D U_m^2} d(\omega t) \quad (2.22)$$

$$C_M = -\frac{2KC}{\pi^3} \int_0^{2\pi} \frac{F x_m \sin(\omega t)}{\rho D U_m^2} d(\omega t) \quad (2.23)$$

onde:

$F x_m \rightarrow$  é a força horizontal total medida

No **método dos mínimos quadrados** (*least square method - lsm*, na terminologia anglo-saxónica), os coeficientes adimensionais  $C_D$  e  $C_M$  vão ser determinados de forma a que os quadrados das diferenças entre o valor previsto da força horizontal total calculada pela fórmula de Morison e a força horizontal total medida, seja mínima. Do desenvolvimento deste princípio resulta:

$$C_D = \frac{8}{3\pi} \int_0^{2\pi} \frac{F x_m \cos(\omega t) |\cos(\omega t)|}{\rho D U_m^2} d(\omega t) \quad (2.24)$$

$$C_M = -\frac{2KC}{\pi^3} \int_0^{2\pi} \frac{F x_m \sin(\omega t)}{\rho D U_m^2} d(\omega t) \quad (2.25)$$

### 2.3.2.3. Coeficiente adimensional $C_L$

O cálculo do valor de  $C_L$  é obtido através da adimensionalização da força de sustentação,  $F_L$ , através do quociente apresentado na expressão ( 2.26 ). Como se encontra descrito mais à frente, no sub-capítulo 4.3.5, para a força de sustentação considerou-se, num determinado intervalo temporal, o seu valor máximo, o seu valor mínimo e a média dos valores máximos e mínimos.

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho D U_m^2} \quad (2.26)$$





### 3. MODELO NUMÉRICO IH-2VOF

#### 3.1. Considerações gerais

O modelo numérico IH-2VOF é uma versão melhorada do modelo numérico COBRAS-UC (*Cornell Breaking Waves and Structure – Universidad de Cantabria*), tendo sido ambos desenvolvidos pelo Instituto de Hidráulica da Universidade de Cantábria a partir do modelo COBRAS, desenvolvido na Universidade de Cornell. O IH-2VOF modela escoamentos bidimensionais em domínios variados, constituídos por fluídos, zonas impermeáveis e zonas permeáveis. Quando o domínio envolve meramente fluído, o modelo baseia-se na resolução das equações RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) para modelar o escoamento; quando se pretende modelar o escoamento em meios porosos este recorre às equações de VARANS (*Volume Averaged Reynolds Navier-Stokes*). Para a resolução das equações referidas, o modelo tem por base a decomposição de velocidades instantâneas e campos de pressões em componentes médias e turbulentas. A turbulência é modelada recorrendo a um modelo  $k-\varepsilon$ , em que  $k$  corresponde à energia cinética turbulenta e  $\varepsilon$  à sua taxa de dissipação. Para a definição da superfície livre, este modelo recorre à técnica VOF (*Volume of Fluid*) (IH-2VOF, 2013).

O IH-2VOF é um modelo numérico bastante versátil, que permite modelar um canal bidimensional e com vários âmbitos de aplicação, nomeadamente:

- Propagação e transformação de ondas;
- Interacção de ondas com estruturas costeiras, obtendo-se simulações realistas para fenómenos como o espraçamento, a reflexão, o galgamento, a transmissão e a pressão hidrodinâmica actuante nas superfícies destas;
- Estudo da turbulência e vorticidade envolvida no processo de rebentação;
- Descrição de escoamentos em superfície livre, em meios porosos e em torno de obstáculos impermeáveis.

#### 3.2. Domínio computacional e dados de entrada

O domínio computacional do IH-2VOF é, tal como foi referido anteriormente, um domínio bidimensional, constituído por uma malha de cálculo rectangular em que a dimensão horizontal encontra-se na direcção de propagação da agitação e na direcção vertical encontra-se toda a coluna de água, à qual é acrescentada uma margem de células vazias. A malha pode ser constituída por sub-malhas, nas quais pode ocorrer uma alternância entre malhas regulares e variáveis, ou seja, respectivamente, com uma dimensão de células constante ou variável. O objectivo de construir uma

malha que não seja igualmente detalhada em todo o seu domínio é diminuir o tempo de cálculo das simulações. No entanto, as dimensões da malha devem ser definidas de tal modo que, na zona de interesse de estudo, a malha seja suficientemente detalhada para permitir uma modelação precisa.

Para a geração da malha foi utilizada o *software* CORAL, que permite a definição da dimensão das células em todo o seu domínio, assim como a caracterização da estrutura em estudo, definindo-se a batimetria, o nível da água em repouso, as estruturas e as porosidades dos meios envolvidos, caso existam. Na Figura 3.1 representa-se um caso genérico de uma malha criada no CORAL, em que a direcção horizontal se encontra subdividida na sub-malha1 e na sub-malha2. Na sub-malha1 a dimensão das células na direcção horizontal,  $dx$ , é variável e vai decrescendo até atingir a dimensão das células da sub-malha2, na qual  $dx$  se mantém constante, ou seja, é uma sub-malha regular. Por sua vez, segunda a direcção do eixo  $y$ , existe apenas uma sub-malha regular, em que a dimensão da célula na direcção vertical,  $dy$ , se mantém constante. Deve-se também destacar que o sistema de eixos ordenados utilizados por este *software* não é dos mais comuns, uma vez que a sua origem se localiza no canto superior esquerdo do domínio da malha, tal como é possível ver na Figura 3.1.

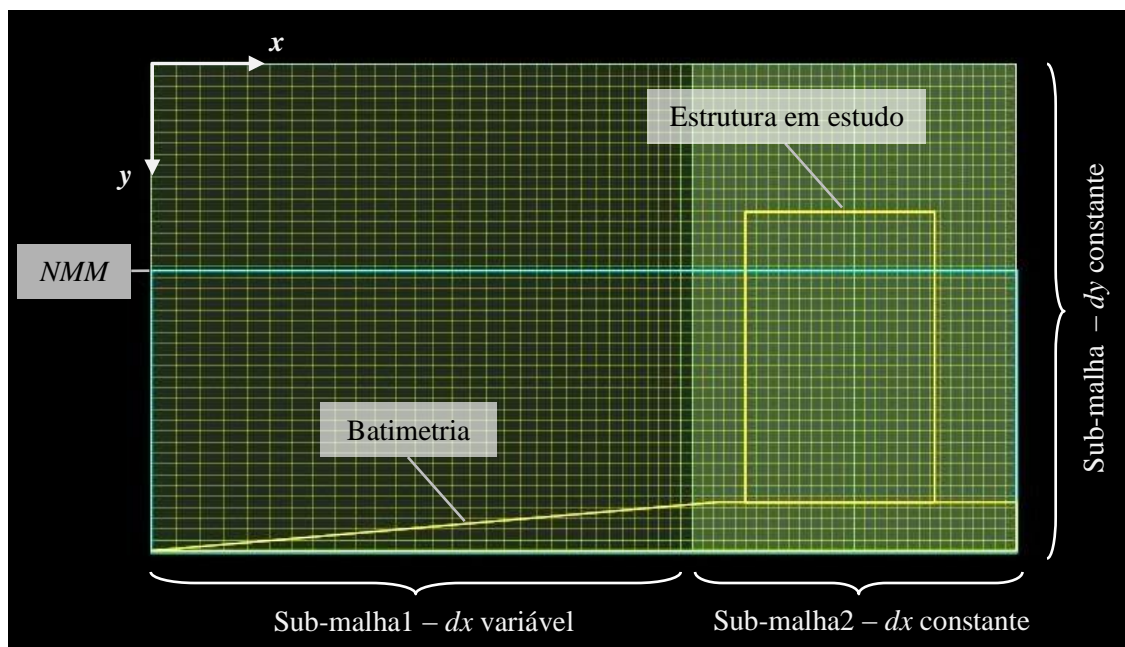


Figura 3.1 Representação esquemática de uma malha feita no CORAL

Para um funcionamento correcto do IH-2VOF devem existir os seguintes ficheiros de dados de entrada:

- *malha1.dat*, *mesh.mes*;
- *input*;
- *eta\_ext.dat*, *v\_ext.dat*, *u\_ext.dat* e *info\_ext.dat*.

Os ficheiros *malha1.dat* e *mesh.mes* contêm toda a informação referente à malha e às estruturas e são gerados e exportados a partir do CORAL.

O ficheiro *input* contém todas as definições e opções de cálculo do IH-2VOF e é onde se definem, entre outros, os seguintes parâmetros: tempo de simulação; tipo de fronteira do domínio; características do fluido; parâmetros da onda; dimensão da malha; número e posicionamento das sondas numéricas; opções de escrita dos resultados (Manual de Marife, 2005).

Os ficheiros *eta\_ext.dat*, *v\_ext.dat* e *u\_ext.dat*, correspondem, respectivamente, à série temporal da elevação de superfície livre, da velocidade vertical e da velocidade horizontal na fronteira de entrada do domínio (fronteira esquerda) e o *info\_ext.dat* contém informações sobre o domínio e sobre a agitação a simular. Estes ficheiros são gerados considerando um batedor numérico na fronteira de entrada do domínio e são criados a partir da ferramenta *GUI generacion*, compilada em MATLAB, e que tem como objectivo gerar as condições de agitação que se pretendem simular.

Os ficheiros mencionados anteriormente devem ser colocados numa mesma pasta, na qual também se deve colocar o executável do modelo numérico, o *IH-2VOF.exe*, e que deve ser aberto, directamente ou através da linha de comandos, dando-se assim início à simulação.

### 3.3. Dados de saída do modelo

Os dados de saída podem ser agrupados em duas categorias de ficheiros: ficheiros com extensão *.dat*, que contém informação em todas as células do domínio e outros ficheiros, que contêm informações nas sondas numéricas.

Os ficheiros *.dat* contêm os valores das seguintes grandezas: função VOF ( $F$ ), energia cinética turbulenta ( $k$ ), pressão ( $p$ ), vorticidade (*vortex*) e taxa de dissipação ( $\epsilon$ ). Estes valores são obtidos no centro de cada célula enquanto a velocidade horizontal ( $u$ ) e a velocidade vertical ( $w$ ) são definidas na fronteira esquerda e superior de cada célula da malha, respectivamente, como se pode ver na Figura 3.2.

Relativamente às sondas numéricas, os ficheiros apenas são gravados nas posições horizontais, previamente definidas no ficheiro *input*, e na totalidade da dimensão vertical da malha, obtendo-se assim os valores das seguintes grandezas: posição da superfície livre (*heig*), pressão ( $x_p$ ), velocidades horizontais ( $x_u$ ) e velocidades verticais ( $x_v$ ).

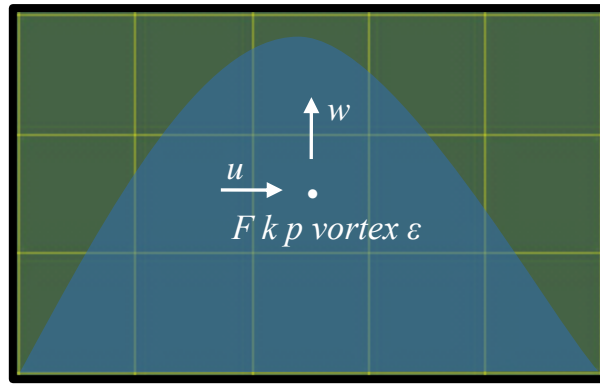


Figura 3.2 Representação das variáveis de cálculo numa célula

Os dados de saída do modelo vão sendo gravados periodicamente à medida que a simulação vai decorrendo. As simulações têm uma duração muito variada, podendo demorar desde horas até várias semanas, dependendo, entre outros, do caso de estudo que está a ser simulado, da dimensão da malha utilizada, do tipo de transformação das ondas e do tipo de interação onda-estrutura.

## 4. CASO DE ESTUDO

### 4.1. Enquadramento

O caso de estudo apresentado neste capítulo consiste na aplicação do modelo numérico IH-2VOF a um cilindro próximo do fundo quando sujeito à acção de ondas. Pretende-se estudar os fenómenos envolvidos na interacção onda-estrutura, nomeadamente velocidades, vorticidades e forças actuantes no cilindro, dando-se destaque a este último. Para este caso de estudo existem resultados de ensaios em modelo físico, disponíveis em Jarno-Druauxt *et al.* (1995), que foram utilizados na validação do modelo na presente dissertação.

### 4.2. Ensaio em modelo físico

O trabalho experimental mencionado anteriormente realizou-se no Laboratório de Mecânica de Fluidos da Universidade de Havre, em França, por Jarno-Druauxt, Sakout e Lambert e, em 1995, o trabalho resultante dos ensaios, intitulado de *Interference Between a Circular Cylinder and a Plane Wall Under Waves*, foi publicado no *Journal of Fluids and Structures*. Este trabalho teve como objectivo melhorar o conhecimento existente sobre a interacção entre ondas e um cilindro próximo do fundo, pretendendo-se, nestas condições, estudar o escoamento em torno do cilindro e as forças hidrodinâmicas actuantes no mesmo. Relativamente ao posicionamento do cilindro face ao fundo, foram ensaiados os casos de  $e/D$  no intervalo de 0.04 a 1.5.

Os ensaios foram realizados num canal com 9 m de comprimento, 0.8 m de largura e 1 m de altura, com paredes de vidro. O cilindro, de cobre e com um diâmetro exterior de 2.0 cm, foi colocado na horizontal e perpendicularmente à maior dimensão do canal, tendo sido fixado lateralmente às paredes do canal, de modo a minimizar as perturbações no escoamento. Os ensaios foram realizados com água doce para um nível de água em repouso de 27 cm e sob a acção de ondas regulares com uma altura de onda de 4.7 cm e um período de 1.08 s. Nestas condições obtém-se um número de  $KC$  de 4.9 e um número de Reynolds de 1800.

Foram realizadas medições de força na estrutura em duas direcções, respectivamente, perpendicular e paralela à direcção de propagação das ondas, de velocidades em redor da estrutura e de superfície livre na posição central do cilindro. A precisão das medições de forças é da ordem dos 3%.

Relativamente às forças, foram determinados os coeficientes adimensionais de inércia e de arrasto a partir da força horizontal total, utilizando uma análise de Fourier e a equação de Morison. Para os coeficientes de sustentação foram adimensionalizados os valores extremos da força de sustentação,

calculando-se assim dois coeficientes de sustentação: coeficiente de sustentação com o sentido do fundo,  $C_L^-$ , e o coeficiente de sustentação com o sentido oposto ao do fundo,  $C_L^+$ .

### 4.3. Aplicação do modelo numérico

#### 4.3.1. Metodologia

Uma aplicação correcta do modelo IH-2VOF implica um conhecimento aprofundado do programa, pois todo o processo, entre a geração da malha e dos dados de entrada e a análise de resultados, é complexo e como tal, é necessário ter uma elevada experiência de utilização. De uma forma geral, para cada simulação, seguiu-se o seguinte procedimento:

1. Definição do domínio, da malha de cálculo e da geometria do caso de estudo;
2. Definição dos dados de entrada (*input*) onde se colocam os parâmetros do caso de estudo;
3. Geração das condições do escoamento na fronteira de entrada que, neste caso, correspondem a ondas regulares;
4. Execução do modelo numérico;
5. Processamento e interpretação dos resultados de saída do modelo.

É de salientar que, para o processamento de resultados foi necessário criar ferramentas computacionais em MATLAB nomeadamente para ler o ficheiro de pressões em torno do cilindro e calcular as forças que actuam no mesmo, e que, com base nos dados de saída do modelo, calculam os parâmetros de interesse para o estudo. No ponto 4.3.5 encontra-se uma descrição mais pormenorizada destes programas de pós-processamento.

Uma vez que o caso de estudo trata de um modelo à escala reduzida, o cilindro possui dimensões muito pequenas. Para permitir a construção de uma malha bem adaptada à dimensão do cilindro, o que implica uma definição até ao décimo de milímetro, foi solicitado à Universidade de Cantábria, que procedesse a alterações no modelo de forma a tornar possível trabalhar com malhas definidas em centímetros em vez de metros, unidade de comprimento que o modelo utiliza por defeito e cuja precisão para a definição da malha ia apenas até aos centímetros.

A informação referente ao caso de estudo adoptado e apresentada em Jarno-Druaux *et al.* (1995) não possui uma descrição exaustiva das condições experimentais, tendo sido feitas, neste trabalho, algumas considerações sobre as mesmas que podem não corresponder exactamente à forma como os mesmos decorreram. Contudo, com a informação disponível, aplicou-se o modelo numérico com o

máximo de rigor possível, tendo-se sempre como objectivo final a comparação entre os resultados das simulações numéricas e os resultados das medições experimentais.

#### 4.3.2. Domínio de cálculo e malhas

O domínio de cálculo adoptado no modelo numérico difere das dimensões do canal onde se realizaram os ensaios experimentais.

Em primeiro lugar, para se poder aplicar o modelo numérico, bidimensional, a um ensaio experimental, que é tridimensional, considerou-se apenas um corte na direcção longitudinal do canal, no sentido de propagação de onda, desprezando-se a largura do mesmo. Desta forma não se estão a considerar certos fenómenos tridimensionais que ocorrem no escoamento para valores baixos de  $KC$ ; ainda assim, a influência destes fenómenos não deve ser significativa.

Quanto à dimensão vertical do domínio, adoptou-se uma dimensão de 33 cm, ou seja, com uma coluna de água de 27 cm, como no caso experimental, e 6 cm de margem entre o nível da água e o limite superior do domínio, como pode ser visto na Figura 4.1.

Em relação à dimensão horizontal, não se modelaram os 9 m de comprimento utilizados no canal experimental, pois isso iria implicar um esforço computacional muito elevado sem aumento de precisão dos resultados. Assim, criou-se o domínio de cálculo horizontal de forma a que, antes e depois do cilindro, se perfizesse uma distância superior ao comprimento de onda do caso de estudo e contivesse toda a zona de interesse do estudo. Tomando o período e a profundidade correspondentes ao caso de estudo, ou seja, respectivamente, 1.08 s e 27 cm e, recorrendo às expressões ( 2.4 ) e ( 2.7 ), obteve-se um comprimento de onda de 148.47 cm. Optou-se assim por uma malha com 300 cm de comprimento, onde o centro do cilindro se encontra localizado a meio da malha, ou seja, na abcissa 150 cm.

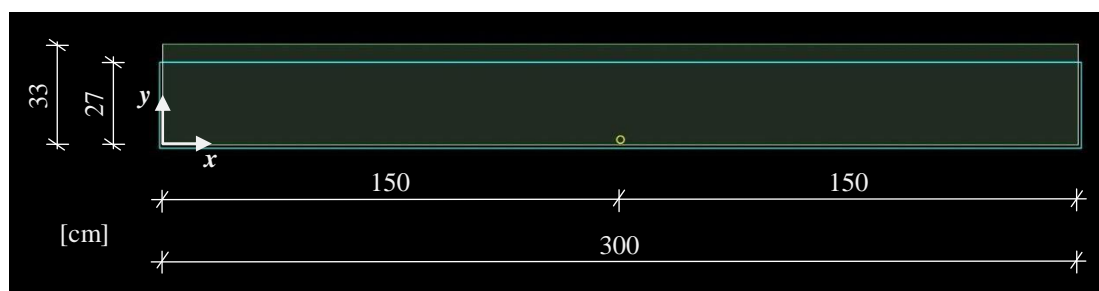


Figura 4.1 Dimensões do domínio de cálculo

O domínio de cálculo foi dividido em três sub-malhas na direcção horizontal e em duas sub-malhas na direcção vertical. Segundo a direcção horizontal, existem duas sub-malhas variáveis ( $Sx1$  e  $Sx3$ ) e

uma sub-malha regular (Sx2) que se encontra na zona do cilindro e tem um comprimento equivalente a três diâmetros (Figura 4.2). Por sua vez, na direcção vertical, tem-se uma sub-malha variável (Sy1) com 26 cm de comprimento a contar do topo do domínio e uma sub-malha regular (Sy2) com 7 cm de comprimento até ao fundo. É de salientar que, na zona regular, foi definida uma dimensão das células  $dx$  e  $dy$  constante.

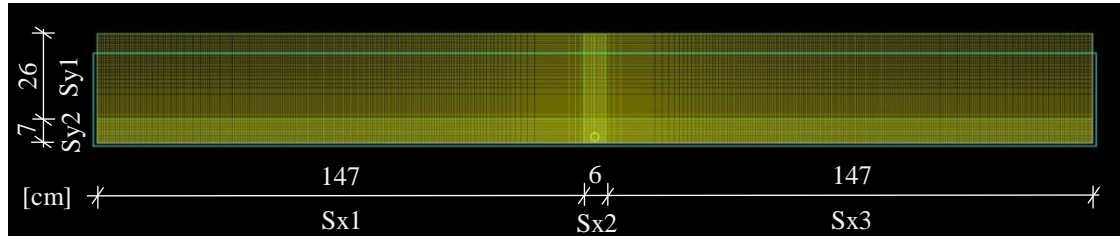


Figura 4.2 Sub-malhas e respectivas dimensões

Relativamente à estrutura, para a sua definição primeiramente recorreu-se ao AUTOCAD, onde foi feito o desenho de um quadrado no interior de uma circunferência com o diâmetro pretendido e, de seguida, foi-se copiando e rodando o quadrado até perfazer 9 rotações de  $10^\circ$ . Desta forma, obtiveram-se no total 9 quadrados e, utilizando as coordenadas dos seus 36 vértices, foi possível, através do CORAL, fazer, com uma malha rectangular, uma representação aproximada de uma circunferência (Figura 4.3).

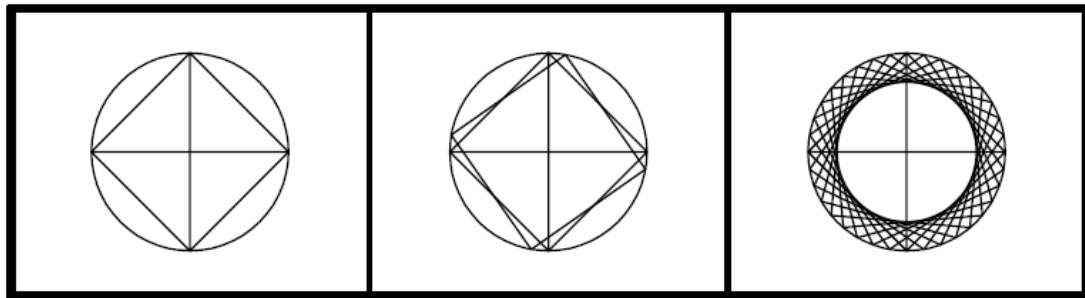


Figura 4.3 Utilização do AUTOCAD para obtenção da circunferência

Segundo Silva (2012), sabe-se, no entanto, que o diâmetro que o modelo numérico reconhece é inferior ao diâmetro pretendido. Considerando, por exemplo, que a dimensão das células da sub-malha regular onde o cilindro se insere é de 0.05 cm, caso se desenhasse no AUTOCAD a circunferência com um diâmetro de 2 cm, o IH-2VOF iria fazer os cálculos considerando um diâmetro de apenas 1.9 cm. Após várias tentativas chegou-se à seguinte expressão, que permite obter uma circunferência com o diâmetro pretendido:

$$D_{AUTOCAD} = D_{pretendido} + 2 \times dx \quad (4.1)$$

onde:

$D_{AUTOCAD}$  → diâmetro da circunferência que se deve considerar para o desenho no AUTOCAD [cm]

$D_{pretendido}$  → diâmetro real pretendido [cm]



É de salientar que esta expressão apenas é válida para os casos em que o cilindro se encontra numa zona com malhas regulares e em que as dimensões das células nas duas direcções são iguais. De forma análoga, a expressão ( 4.1 ) também é válida quando se pretende representar um determinado  $e$ , ao qual, aquando da representação no AUTOCAD, se deverá incrementar uma distância de dois  $dx$ . Após o início da simulação, pode-se utilizar a ferramenta de MATLAB *Automatismo\_auto.m* (Anexo A) para verificar se os valores de alguns parâmetros se encontram correctos, tais como: o diâmetro, o parâmetro  $e/D$  e a dimensão das células na zona regular.

Por forma a se poder definir o nível de refinamento da malha adequado às simulações, começou-se por fazer um estudo de sensibilidade da malha que consiste em verificar a influência da dimensão das células da malha nos resultados obtidos. Assim, analisou-se a influência de algumas grandezas, entre elas as forças no cilindro, tendo em consideração a discretização do cilindro, ou seja, o número de células da malha que se encontram no diâmetro do mesmo.

Para este estudo, foram criadas diferentes malhas com diferentes dimensões das células, nomeadamente na zona regular, onde essa dimensão foi sendo reduzida de forma a se obter um maior número de células por diâmetro. Todas as malhas utilizadas neste trabalho têm uma dimensão  $dx$  constante nas duas fronteiras verticais (de entrada e saída da onda) e, a partir da fronteira de entrada esta dimensão vai decrescendo da esquerda para a direita, até atingir a dimensão da zona regular. Posteriormente, a dimensão volta a crescer até atingir o mesmo valor  $dx$  na fronteira de saída da onda. Relativamente à dimensão vertical, esta decresce desde a fronteira horizontal no topo do domínio até à sub-malha regular. A análise de sensibilidade foi feita para o caso de  $e/D=0.50$  e, para este efeito, foram criadas seis malhas, cujas características se encontram no Quadro 4.1.

Quadro 4.1 Malhas usadas na análise de sensibilidade e as suas características

Malha	nº linhas	nº colunas	nº células	$células/D$	$dx$ [cm] Sx1e Sx3 (fronteira)	$dy$ [cm] Sy1 (fronteira)	$dx, dy$ [cm] Sx2 e Sy2
v10_0.50	165	1011	166815	10	0.4	0.2	0.20000
v20_0.50	243	1237	300591	20	0.4	0.2	0.10000
v32_0.50	311	1369	425759	32	0.4	0.2	0.06250
v40_0.50	349	1429	498721	40	0.4	0.15	0.05000
v50_0.50	393	1487	584391	50	0.4	0.12	0.04000
v64_0.50	450	1557	700650	64	0.4	0.1	0.03125

Após a análise de sensibilidade, cujos resultados são apresentados no sub-capítulo 5.1, aplicou-se o modelo com uma dimensão da malha fixa e, para diferentes casos, fez-se variar o posicionamento do cilindro face ao fundo, ou seja, variou-se o valor de  $e/D$ . Os diferentes casos estudados e a respectiva análise de resultados encontram-se no sub-capítulo 5.2.

Ao longo deste trabalho verificou-se que, para a configuração de domínio utilizada (Figura 4.2), verticalmente a distância era reduzida e não tornava possível que a dimensão das células na fronteira da sub-malha Sy1 diminuísse até à dimensão referente à zona regular, já que, caso esta convergência fosse muito rápida, influenciaria a propagação da onda, levando a que houvesse uma perda de energia e consequentemente perda de altura ao longo do domínio. Assim, através de tentativas e com intuito de evitar que isto ocorra, chegou-se à seguinte expressão ( 4.2 ), que deverá ser verificada nos casos em que a dimensão das células na zona irregular seja maior que o dobro da zona regular:

$$L_{irregular} \geq 78 \times \frac{dy_{regular}}{dy_{irregular}} \quad ( 4.2 )$$

onde:

$L_{irregular}$  → comprimento vertical da malha na zona irregular [cm]

$dy_{irregular}$  → maior dimensão das células na direcção vertical na zona irregular [cm]

$dy_{regular}$  → dimensão das células na direcção vertical na zona regular [cm]

#### 4.3.3. Parâmetros de entrada

Tal como já foi referido no capítulo 3, é no ficheiro *input* que se definem as opções de cálculo e os parâmetros de entrada do modelo numérico.

Um dos parâmetros a definir é a duração da simulação e, neste trabalho, optou-se por uma simulação de 100 s, uma vez que, com esta duração já é possível estudar e observar os fenómenos pretendidos.

Para os contornos do domínio, definiu-se o contorno esquerdo como injeção de fluido e o contorno direito como aberto, permitindo desta forma que haja a propagação da onda, havendo sempre conservação de massa e reduzindo-se assim a reflexão das ondas na extremidade direita do domínio. Quanto à forma de geração de ondas, esta é feita através de um batedor numérico estático com um sistema de absorção activado, definido na fronteira esquerda do domínio.

Relativamente ao posicionamento das sondas numéricas, estas foram colocadas com um espaçamento de 50 cm entre si ao longo de todo o domínio permitindo, desta forma, analisar as características do escoamento sobre a estrutura e, a barlar e a sotamar da mesma. As coordenadas das sondas numéricas deste caso de estudo apresentam-se no Quadro 4.2.

Quadro 4.2 Coordenadas das posições das sondas numéricas

Sonda nº	1	2	3	4	5	6	7
Coordenada segundo x [cm]	0.0	50.0	100.0	150.0	200.0	250.0	300.0

O passo de tempo de escritura dos ficheiros de resultados no domínio e nas sondas foi de 0.025 s, permitindo que seja gravada informação em aproximadamente 40 instantes de tempo em cada onda. No Anexo B é possível encontrar um exemplo de um ficheiro *input* utilizado neste estudo.

#### **4.3.4. Condições de agitação**

No presente estudo foram consideradas as condições de agitação equivalentes às que ocorreram nos ensaios em modelo físico, ou seja, ondas regulares com uma altura de onda de 4.7 cm e 1.08 s de período para um nível de água em repouso de 27 cm. Estas condições de agitação foram geradas através de um batedor numérico estático, cujo funcionamento passa por impor na fronteira de entrada do domínio de cálculo toda a série temporal da variação da superfície livre e dos respectivos perfis de velocidades horizontais e verticais. Estas condições de agitação foram geradas com a ferramenta *GUI generacion*.

#### **4.3.5. Processamentos de resultados**

O processamento de resultados foi feito recorrendo às ferramentas de MATLAB *tese\_1.m*, *tese\_2.m*, *tese\_3.m* e *calc\_grandezas.m*, que tiveram como base as ferramentas desenvolvidas por Silva (2012). No entanto, foram feitas diversas alterações a estas ferramentas no âmbito da presente dissertação. Estas alterações passaram essencialmente por:

- Definir automaticamente a posição do cilindro e as células que definem a sua fronteira ao longo do domínio de cálculo (originalmente colocado manualmente);
- Corrigir a forma como a pressão dinâmica é calculada (originalmente feita de forma simplificada);
- Introduzir os métodos pretendidos para o cálculo dos coeficientes adimensionais das forças e de outras grandezas (não existente nas ferramentas iniciais, só válidas para regimes estacionários).

Procurou-se, acima de tudo, que estas ferramentas funcionassem para qualquer geometria e localização de estrutura submersa sujeita à acção de ondas e não apenas para o caso de estudo aqui apresentado, prendendo-se desta forma possibilitar a sua utilização em trabalhos futuros semelhantes ao que é aqui apresentado.

As ferramentas *tese\_1.m* e *tese\_2.m* (Anexo C e Anexo D) têm como principal objectivo ler os ficheiros de resultados de pressão ao longo do domínio, encontrar o domínio local onde se insere a estrutura e, por último, calcular a pressão dinâmica em torno do cilindro.

A necessidade de tornar estas ferramentas automáticas surgiu, tal como se referiu no ponto 4.3.2, por neste trabalho se analisarem diferentes tipos de malhas com variados posicionamentos do cilindro no domínio. O facto de se encontrarem as fronteiras do cilindro de forma automática facilitou e agilizou o cálculo das grandezas pretendidas, nomeadamente as forças em torno do cilindro. A forma como este processo foi realizado teve em conta a leitura do ficheiro de pressões no primeiro instante da simulação, tendo sido feita uma análise do valor de pressão em cada célula ao longo das suas linhas e colunas. Sempre que se encontrou uma sequência de células com valor nulo, considerou-se que a célula que a antecede e a célula que a sucede correspondem a coordenadas de fronteira do cilindro e são nestas células que se analisam os valores de pressão que actuam na estrutura. Na Figura 4.4 é possível ver-se um excerto do domínio total da simulação v10\_0.50, que contém a pressão obtida pelo modelo nas células periféricas da estrutura.

2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28
2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.30
2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32	2.32
2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34	2.34
2.36	2.36	2.36	2.36	2.36	2.36	<b>2.36</b>	<b>2.36</b>	<b>2.36</b>	<b>2.36</b>	<b>2.36</b>	<b>2.36</b>	2.36	2.36	2.36	2.36	2.36	2.36
2.38	2.38	2.38	2.38	2.38	<b>2.38</b>	0	0	0	0	0	0	<b>2.38</b>	2.38	2.38	2.38	2.38	2.38
2.40	2.40	2.40	2.40	<b>2.40</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.40</b>	2.40	2.40	2.40	2.40
2.42	2.42	2.42	<b>2.42</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.42</b>	2.42	2.42	2.42
2.44	2.44	2.44	<b>2.44</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.44</b>	2.44	2.44	2.44
2.46	2.46	2.46	<b>2.46</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.46</b>	2.46	2.46	2.46
2.48	2.48	2.48	<b>2.48</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.48</b>	2.48	2.48	2.48
2.49	2.49	2.49	<b>2.49</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.49</b>	2.49	2.49	2.49
2.51	2.51	2.51	<b>2.51</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.51</b>	2.51	2.51	2.51
2.53	2.53	2.53	2.53	<b>2.53</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.53</b>	2.53	2.53	2.53
2.55	2.55	2.55	2.55	2.55	<b>2.55</b>	0	0	0	0	0	0	<b>2.55</b>	2.55	2.55	2.55	2.55	2.55
2.57	2.57	2.57	2.57	2.57	2.57	<b>2.57</b>	<b>2.57</b>	<b>2.57</b>	<b>2.57</b>	<b>2.57</b>	<b>2.57</b>	2.57	2.57	2.57	2.57	2.57	2.57
2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59	2.59
2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61	2.61
2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63	2.63

Figura 4.4 Valores de pressões em cada célula utilizadas no automatismo para localizar o cilindro na simulação v10\_0.50 [kN/m<sup>2</sup>]

O modelo numérico apresenta valores de pressão total. Como se pretende analisar as forças dinâmicas que actuam no cilindro (ver capítulo 2, nomeadamente Figura 2.7), é necessário subtrair o valor da pressão hidrostática em cada célula, tendo em conta a posição de superfície livre correspondente ao repouso. Uma vez que se conhece a dimensão  $dy$  de todas as células do domínio, para uma célula numa determinada profundidade, multiplicou-se as  $dy$ 's acumuladas desde a superfície livre até ao centro da célula pela aceleração da gravidade e pelo peso volúmico da água, obtendo-se a respectiva pressão hidrostática. Assim, finalmente, para o domínio local onde o cilindro se encontra inserido, subtraiu-se a pressão hidrostática (Figura 4.5) da pressão total (Figura 4.6) obtendo-se a pressão dinâmica em torno do cilindro em cada instante de tempo da simulação (Figura 4.7).

2.347	2.347	2.347	<b>2.347</b>	<b>2.347</b>	<b>2.347</b>	<b>2.347</b>	<b>2.347</b>	<b>2.347</b>	2.347	2.347	2.347
2.367	2.367	<b>2.367</b>	0	0	0	0	0	0	<b>2.367</b>	2.367	2.367
2.387	<b>2.387</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.387</b>	2.387
<b>2.406</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.406</b>
<b>2.426</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.426</b>
<b>2.446</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.446</b>
<b>2.465</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.465</b>
<b>2.485</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.485</b>
<b>2.505</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.505</b>
2.524	<b>2.524</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.524</b>	2.524
2.544	2.544	<b>2.544</b>	0	0	0	0	0	0	<b>2.544</b>	2.544	2.544
2.563	2.563	2.563	<b>2.563</b>	<b>2.563</b>	<b>2.563</b>	<b>2.563</b>	<b>2.563</b>	<b>2.563</b>	2.563	2.563	2.563

Figura 4.5 Pressão hidrostática nas células em torno do cilindro na simulação v10\_0.50 [kN/m<sup>2</sup>]

2.417	2.416	2.414	<b>2.413</b>	<b>2.411</b>	<b>2.410</b>	<b>2.408</b>	<b>2.407</b>	<b>2.406</b>	2.405	2.405	2.404
2.437	2.436	<b>2.435</b>	0	0	0	0	0	0	<b>2.424</b>	2.424	2.423
2.457	<b>2.457</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.443</b>	2.442
<b>2.478</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.461</b>
<b>2.499</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.481</b>
<b>2.519</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.500</b>
<b>2.539</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.519</b>
<b>2.558</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.539</b>
<b>2.577</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.559</b>
2.596	<b>2.595</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>2.579</b>	2.579
2.615	2.614	<b>2.613</b>	0	0	0	0	0	0	<b>2.600</b>	2.599	2.599
2.634	2.633	2.631	<b>2.629</b>	<b>2.627</b>	<b>2.625</b>	<b>2.623</b>	<b>2.621</b>	<b>2.620</b>	2.620	2.619	2.619

Figura 4.6 Pressão total nas células em torno do cilindro no instante  $t=2.252s$  e na simulação v10\_0.50 [kN/m<sup>2</sup>]

0.069	0.068	0.067	<b>0.065</b>	<b>0.064</b>	<b>0.062</b>	<b>0.061</b>	<b>0.060</b>	<b>0.059</b>	0.058	0.057	0.056
0.070	0.069	<b>0.068</b>	0	0	0	0	0	0	<b>0.057</b>	0.057	0.056
0.071	<b>0.070</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>0.056</b>	0.056
<b>0.072</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>0.055</b>
<b>0.073</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>0.055</b>
<b>0.073</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>0.054</b>
<b>0.074</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>0.054</b>
<b>0.073</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>0.054</b>
<b>0.073</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>0.054</b>
0.072	<b>0.071</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>0.055</b>	0.055
0.071	0.070	<b>0.069</b>	0	0	0	0	0	0	<b>0.056</b>	0.055	0.055
0.070	0.069	0.068	<b>0.066</b>	<b>0.063</b>	<b>0.062</b>	<b>0.059</b>	<b>0.058</b>	<b>0.057</b>	0.056	0.056	0.055

Figura 4.7 Pressão dinâmica nas células em torno do cilindro no instante  $t=2.252s$  e na simulação v10\_0.50 [kN/m<sup>2</sup>]

Após se utilizarem com sucesso as ferramentas *tese\_1* e *tese\_2*, utilizou-se a ferramenta *tese\_3* (Anexo E), que tem como objectivo calcular as forças exercidas no cilindro e determinar o valor da velocidade e da aceleração do escoamento não perturbado. Para o cálculo das forças foi feita a leitura dos ficheiros de pressão dinâmica instantânea e multiplicou-se a pressão de cada célula em torno do cilindro pela respectiva dimensão da célula, de forma a ter a força integrada em todo o cilindro. Para fazer a distinção entre a componente horizontal e vertical das forças, multiplicaram-se as pressões em cada célula por 0 ou 1 consoante a direcção da célula (vertical ou horizontal), ou seja, multiplicou-se a pressão dinâmica pelos valores da Figura 4.8 e da Figura 4.9, para se obter, respectivamente, a força horizontal e a força de sustentação. Posteriormente somaram-se os valores em torno do cilindro de forma a obter, para cada instante, a força horizontal total e a força de sustentação por unidade de comprimento.

			<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>			
		<b>1</b>	0	0	0	0	0	0	0	<b>-1</b>	
	<b>1</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>-1</b>
<b>1</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>-1</b>
<b>1</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>-1</b>
<b>1</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>-1</b>
<b>1</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>-1</b>
<b>1</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>-1</b>
	<b>1</b>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	<b>-1</b>
		<b>1</b>	0	0	0	0	0	0	0	<b>-1</b>	
			<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>			

Figura 4.8 Valores auxiliares para o cálculo das forças horizontais totais

				-1	-1	-1	-1	-1	-1		
		-1	0	0	0	0	0	0	0	-1	
	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	-1
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
		1	0	0	0	0	0	0	0	1	
			1	1	1	1	1	1			

Figura 4.9 Valores auxiliares para o cálculo das forças de sustentação

A velocidade do escoamento não perturbado foi obtida através dos valores de velocidade na sonda 3 (*sonda3*) tendo sido, no entanto, necessário calcular o tempo que as ondas demoram a propagar-se entre a sonda 3 e a sonda 4 (*sonda4*), para que a velocidade não perturbada e a superfície livre sobre a estrutura se encontrem em fase. A sonda 3 foi a escolhida pois verificou-se que esta posição do domínio não era afectada pelos vórtices que se formavam a barlar do cilindro, ou seja, nesta posição o escoamento não apresenta perturbações induzidas pela estrutura. Para tal, analisaram-se as séries temporais das elevações da superfície livre em ambas as sondas e a diferença de tempo entre os zeros descendentes de cada onda permitiram calcular o tempo de desfasamento entre elas. O valor considerado corresponde ao valor médio de desfase das ondas analisadas. Na Figura 4.10 apresenta-se um exemplo destas séries temporais para o caso da simulação v32\_0.50, onde se encontra representado o tempo de desfasamento,  $t_{fase}$ , para uma onda.

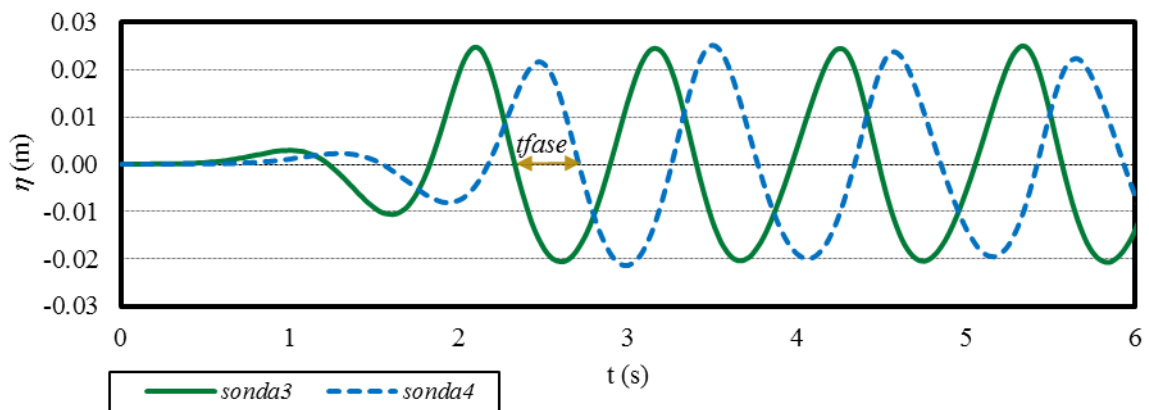


Figura 4.10 Séries temporais de velocidade horizontal na cota do cilindro para a simulação v32\_0.50

Conhecendo-se o tempo de desfasamento para a simulação em causa é possível saber as velocidades não perturbadas de cada onda que passa sobre o cilindro. A partir desta série temporal de velocidades e utilizando a expressão ( 4.3 ) é possível conhecer-se a série temporal da aceleração. Na Figura 4.11 encontra-se, para a simulação v32\_0.50, uma série temporal de velocidades e a respectiva série temporal de acelerações.

$$\dot{u} = \frac{du}{dt} \quad (4.3)$$

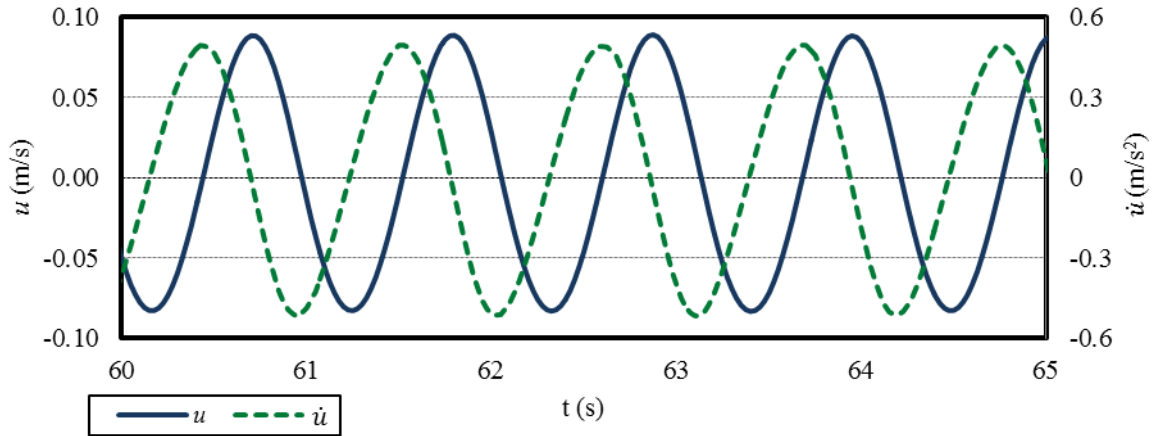


Figura 4.11 Série temporal de velocidades e acelerações não perturbadas para a simulação v32\_0.50

Para se obter os resultados desejados, as ferramentas anteriores funcionam todas em conjunto e, como tal, por defeito, são sempre utilizadas as três de forma sequencial. Com a aplicação correcta destas ferramentas, na directoria da corrida, são gravadas na pasta *resultados* as séries temporais de velocidades, de acelerações, de pressões e de forças, permitindo que a ferramenta *calc\_grandezas.m* (Anexo F), de forma independente e autónoma, leia esses mesmos ficheiros. Esta ferramenta necessita, logo à partida, que o utilizador defina o intervalo de tempo para o qual deseja realizar o processamento de resultados. Este intervalo de tempo não deverá incluir o início das simulações, onde ainda existem fenómenos não estabilizados que se encontram a ajustar e adaptar. Após a definição do intervalo de tempo de análise, esta ferramenta dá início ao cálculo das grandezas pretendidas, nomeadamente: média da velocidade máxima do escoamento; número de Reynolds; número de *KC*; valores médios e máximos das forças; e valores das forças adimensionalizadas obtidos por aplicação dos métodos de adimensionalização de forças descritos nos pontos 2.3.2.2 e 2.3.2.3.

A média da velocidade máxima de escoamento foi calculada através da média das velocidades máximas das várias ondas consideradas na série temporal analisada. Após o seu cálculo, por aplicação directa das expressões ( 2.10 ) e ( 2.11 ), calcularam-se, respectivamente, o número de Reynolds e o número de *KC*.



Relativamente às forças, estas foram calculadas com base nas séries temporais das forças horizontais totais e das forças de sustentação, atribuindo-se diferentes designações consoante o sentido que as forças tomam. Para as forças horizontais totais considerou-se que a força é positiva quando toma o sentido de propagação das ondas, designando-se por  $Fx_{máx}$  e quando toma o sentido contrário, designa-se por  $Fx_{min}$ . No caso das forças de sustentação, estas tomam um valor positivo quando têm sentido oposto ao do fundo do domínio, atribuindo-se a designação de  $F_L^+$  e, caso contrário,  $F_L^-$  (Figura 4.12).

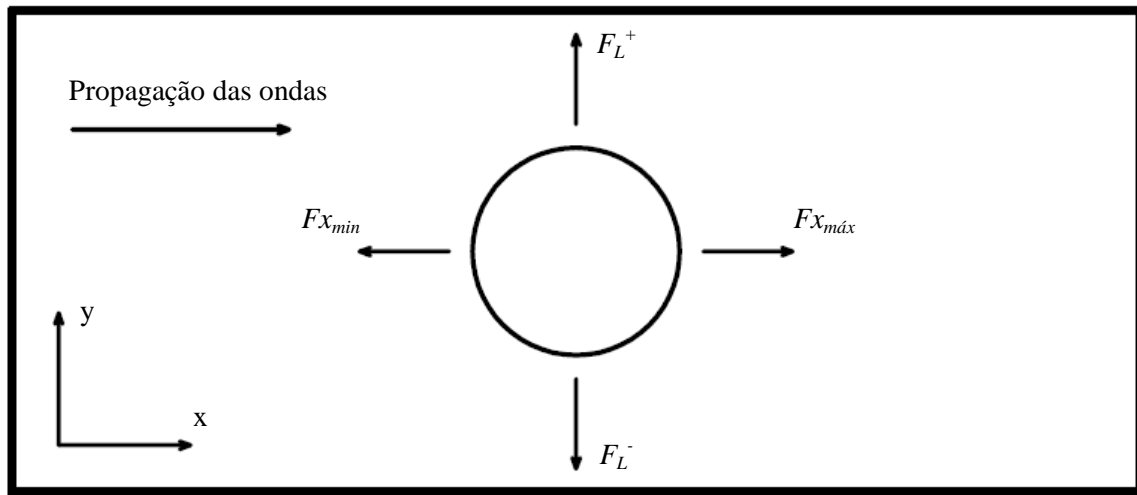


Figura 4.12 Sentidos considerados para as forças horizontais totais e forças de sustentação

Após se fazerem estas distinções, no caso das forças horizontais e para a série temporal em causa, foram calculados o seu valor máximo e valor mínimo ( $Fx_{máx\_máx}$  e  $Fx_{min\_min}$ ) e o valor médio dos seus máximos e mínimos ( $Fx_{máx\_méd}$  e  $Fx_{min\_méd}$ ). Para as forças de sustentação foram calculados o seu valor máximo e valor mínimo ( $F_L^+\_máx$  e  $F_L^-\_min$ ), a média dos valores máximos das forças de sustentação com o sentido oposto ao do fundo e a média dos valores mínimos da força de sustentação com o sentido do fundo ( $F_L^+\_méd$  e  $F_L^-\_méd$ ), e o valor médio da força de sustentação ( $F_L\_méd$ ).

Tal como já foi referido no capítulo 2, os métodos utilizados para a adimensionalização das forças totais horizontais foram: o método de Morison, a análise de Fourier e o método dos mínimos quadrados. Nos próximos parágrafos descreve-se a aplicação destes métodos.

Na Figura 4.13 encontra-se um exemplo de aplicação do método de Morison em que, para uma das ondas representadas, se apresentam os quatro valores das forças de arrasto,  $F_D$ , e forças de inércia,  $F_M$ , considerados na adimensionalização. Com estes valores e as correspondentes velocidades e acelerações aplicaram-se as expressões ( 2.19 ) e ( 2.20 ) para se obter, respectivamente, o coeficiente de arrasto de Morison ( $C_{D\_m}$ ) e o coeficiente de inércia de Morison ( $C_{M\_m}$ ), tendo sido posteriormente considerados os valores médios dos coeficientes calculados para cada uma das ondas da série temporal em análise.

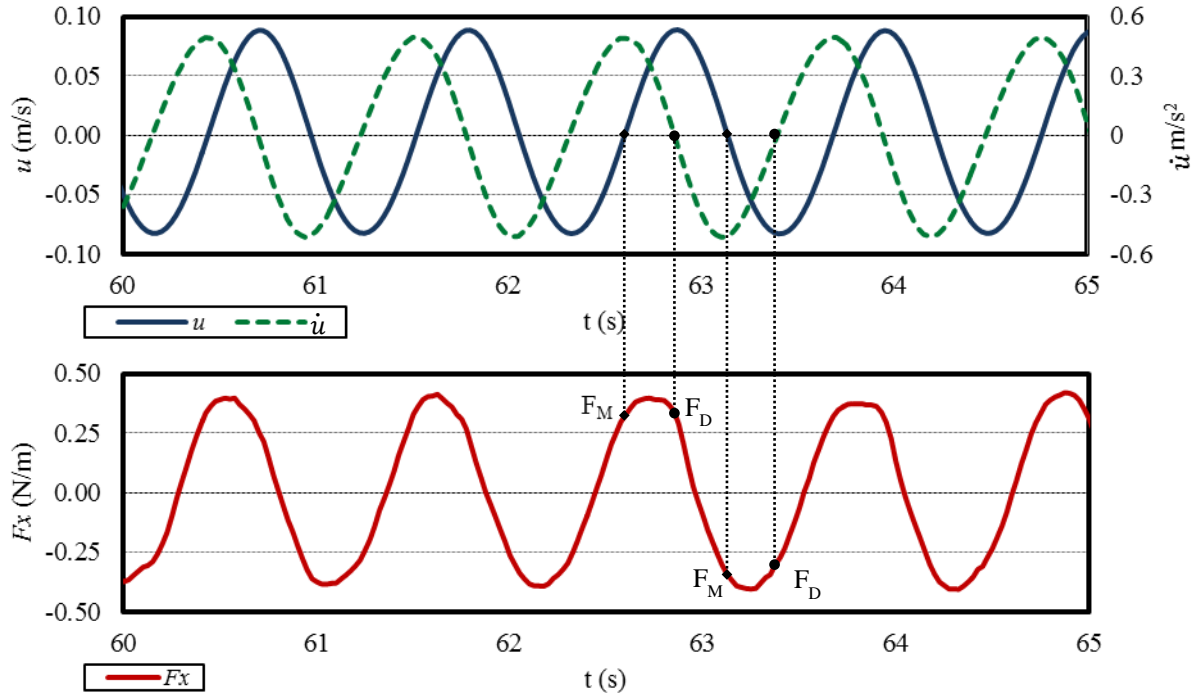


Figura 4.13 Série temporal de velocidade, aceleração e força horizontal total da simulação v32\_0.50  
– Aplicação do método de Morison

Para o cálculo dos coeficientes pela análise de Fourier recorreu-se às expressões ( 2.22 ) e ( 2.23 ), que, no entanto, foram alteradas tendo em consideração as expressões ( 2.6 ) e ( 2.8 ). Obtiveram-se assim as expressões ( 4.4 ) e ( 4.5 ) para o cálculo do coeficiente de arrasto e coeficiente de inércia. Estes coeficientes foram calculados onda a onda, tendo-se posteriormente considerado os seus valores médios dentro da série temporal.

$$C_{D\_fourier} = \frac{1.5 \pi}{T} \sum_0^T \frac{F x_m(t) u(t)}{\rho D U_m^3} dt \quad (4.4)$$

$$C_{M\_fourier} = \frac{2KC}{\pi^3} \sum_0^T \frac{F x_m(t) \dot{u}(t)}{\rho D U_m^3} dt \quad (4.5)$$

onde:

$C_{D\_fourier}$  → coeficiente de arrasto calculado pelo método de Fourier

$C_{M\_fourier}$  → coeficiente de inércia calculado pelo método de Fourier

De forma análoga à análise de Fourier, na aplicação do método dos mínimos quadrados a expressão que permite o cálculo do coeficiente de arrasto, ( 2.24 ), foi alterada tendo em consideração as expressões ( 2.6 ) e ( 2.8 ), obtendo-se desta forma a expressão ( 4.6 ). Em relação à expressão usada para se calcular o coeficiente de inércia, esta é igual à expressão ( 4.5 ) apresentando-se, no entanto, por uma questão de nomenclatura, a expressão ( 4.7 ). Por este método, os coeficientes foram

novamente calculados onda a onda, tendo-se posteriormente considerado os seus valores médios para as várias ondas da série temporal.

$$C_{D\_lsm} = \frac{16}{3T} \sum_0^T \frac{Fx_m(t) u(t) |u(t)|}{\rho D U_m^4} dt \quad (4.6)$$

$$C_{M\_lsm} = \frac{2KC}{\pi^3} \sum_0^T \frac{Fx_m(t) \dot{u}(t)}{\rho D U_m^3} dt \quad (4.7)$$

onde:

$C_{D\_lsm}$  → coeficiente de arrasto calculado pelo método dos mínimos quadrados

$C_{M\_lsm}$  → coeficiente de inércia calculado pelo método dos mínimos quadrados

Para a adimensionalização das forças de sustentação aplicou-se directamente a expressão ( 2.26 ) tendo sido, no entanto, feita a distinção entre os sentidos das forças utilizadas. Utilizando a  $F_L^+_{m\acute{a}x}$  ou  $F_L^-_{min}$  obtêm-se na adimensionalização, respectivamente, o coeficiente de sustentação considerando a força máxima de sustentação com o sentido oposto ao do fundo,  $C_L^+_{m\acute{a}x}$ , ou o coeficiente de sustentação considerando a força mínima de sustentação com o sentido do fundo,  $C_L^-_{min}$ . Caso se adimensionalize a  $F_L^+_{m\acute{e}d}$  e a  $F_L^-_{m\acute{e}d}$ , obtêm-se na adimensionalização, respectivamente, o coeficiente de sustentação considerando a média dos valores máximos das forças de sustentação com o sentido oposto ao do fundo,  $C_L^+_{m\acute{e}d}$ , e o coeficiente de sustentação considerando a média dos valores mínimos da força de sustentação com o sentido do fundo,  $C_L^-_{m\acute{e}d}$ .

Relativamente aos ficheiros de saída da ferramenta *calc\_grandezas.m*, estes são gravados na pasta *resultados* que entretanto foi criada na directoria da simulação. Dentro dos ficheiros de saída destacam-se dois ficheiros, respectivamente, o ficheiro *1\_resultados\_corridas\_acumulados.txt* e o *2\_t\_heig4\_u\_a\_fx\_fy\_cl.xls*.

O ficheiro *1\_resultados\_corridas\_acumulados.txt* pode ser aberto em editores de texto e é onde vão sendo gravadas, para um intervalo de tempo previamente escolhido e de forma acumulada, as grandezas descritas anteriormente. No Anexo G encontra-se um exemplo deste tipo de ficheiros obtido para a simulação v32\_0.50 (ver Quadro 5.1) no intervalo temporal de 55.096 s a 71.296 s.

Por sua vez, o ficheiro *2\_t\_heig4\_u\_a\_fx\_fy\_cl.xls* é um ficheiro que pode ser aberto no Microsoft Excel e, onde são gravadas, em diferentes colunas, as séries temporais de: tempo, superfície livre sobre o cilindro, velocidade horizontal, aceleração horizontal, força horizontal total, força de sustentação e coeficientes adimensionais de sustentação. Este último ficheiro tem uma grande aplicação pois permite a criação de gráficos no *software* Microsoft Excel com uma grande agilidade e rapidez.



## 5. ANÁLISE DE RESULTADOS

### 5.1. Análise de sensibilidade dos resultados em função do refinamento da malha

Neste trabalho, tal como já foi referido no capítulo anterior, fez-se uma análise de sensibilidade dos resultados do modelo ao refinamento da malha. O objectivo desta análise passou, essencialmente, por se definir o nível de refinamento da malha adequado às simulações para se estudar os fenómenos e gradezas pretendidas. Assim, para este estudo, foram feitas 6 simulações com o cilindro colocado a uma distância fixa do fundo, de  $e/D=0.5$ , com refinamentos da malha distintos, respectivamente, 10, 20, 32, 40, 50 e 64 células por diâmetro do cilindro, onde a definição da zona regular onde o cilindro se insere foi aumentando. À medida que se utilizam malhas mais refinadas, ou seja, com um maior número de células na zona do cilindro, a precisão dos resultados e a duração das simulações aumenta, assim como também aumenta o tamanho total dos ficheiros de resultados de saída do modelo.

A simulação com o nível de refinamento adequado deverá ser aquela cujos resultados, comparados com simulações mais refinadas, não apresentam grandes diferenças e cuja duração de execução seja aceitável. Deve-se, então, fazer uma escolha que seja um compromisso entre precisão de resultados, duração total da simulação e tamanho total dos ficheiros de resultados da simulação, em que este último, apesar de não ser tão relevante, pode, por vezes, ser limitativo.

As simulações utilizadas nesta análise foram executadas num computador com processadores Intel® Core™ i7 CPU a 2.93GHz e com 6 GB de memória RAM. No Quadro 5.1 encontra-se uma descrição das malhas utilizadas nas simulações bem como informação relativa à duração da simulação e ao tamanho total dos ficheiros de resultados de cada simulação.

Quadro 5.1 Simulações utilizadas na análise de sensibilidade e tempo CPU

Simulação	nº células	$dx, dy$ [cm] zona regular	$células/D$	$e/D$	Tamanho total (GB)	Duração (dias)
v10_0.50	166815	0.20000	10	0.50	4.2	0.5
v20_0.50	300591	0.10000	20	0.50	26.3	2
v32_0.50	425759	0.06250	32	0.50	41.6	4.5
v40_0.50	498721	0.05000	40	0.50	55.6	7
v50_0.50	584391	0.04000	50	0.50	72.6	12.5
v64_0.50	700650	0.03125	64	0.50	87.3	24

Tendo em conta a discretização do cilindro e da zona regular onde este se insere, em cada uma das simulações, para a análise de sensibilidade efectuada, foram analisadas as seguintes gradezas: número de Keulegan-Carpenter ( $KC$ ); média dos valores máximos das forças horizontais totais no sentido de propagação das ondas ( $Fx_{máx\_méd}$ ); média dos valores mínimos das forças horizontais totais no

sentido contrário de propagação das ondas ( $F_{x_{min\_méd}}$ ); média dos valores máximos da força de sustentação com o sentido oposto ao do fundo ( $F_L^+_{méd}$ ); média dos valores mínimos da força de sustentação com o sentido do fundo ( $F_L^-_{méd}$ ); número de Reynolds ( $Re$ ); altura média de onda a barlar do cilindro ( $H_{m\_barlamar}$ ); altura média de onda sobre o cilindro ( $H_{m\_sobre}$ ); altura média de onda a sotamar do cilindro ( $H_{m\_sotamar}$ ). A análise destas grandezas foi feita em função do número de células por diâmetro,  $células/D$ , e para o intervalo temporal de simulação compreendido entre 38.896 s a 92.896 s, considerando-se, desta forma, 50 ondas.

Na Figura 5.1 apresentam-se o número de Keuleng-Carpenter,  $KC$ , para as seis simulações utilizadas nesta análise de sensibilidade.

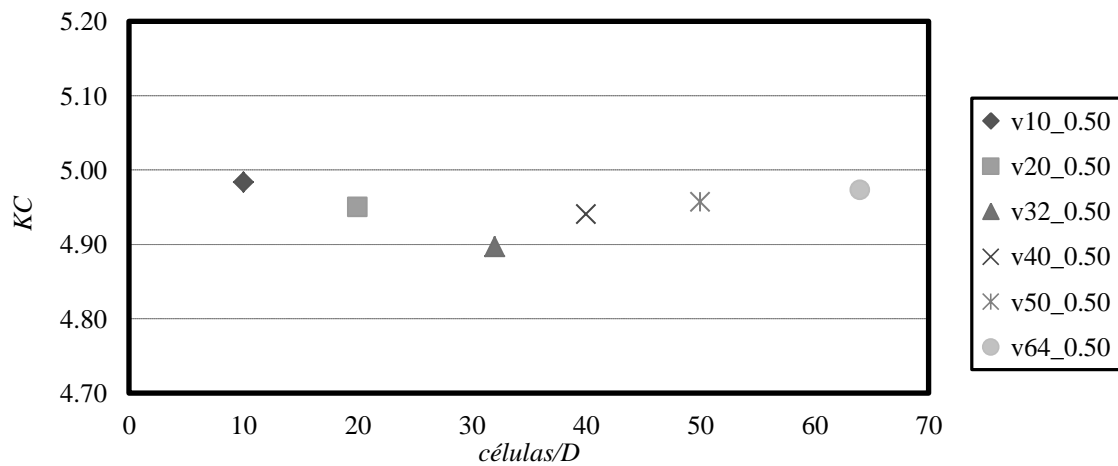


Figura 5.1 Análise de sensibilidade - número de Keuleng-Carpenter

Analisando a grandeza apresentada na Figura 5.1, percebe-se que, para todas as simulações obtêm-se resultados muito semelhantes, apresentando, em relação à simulação com a malha mais refinada (v64\_0.50), diferenças inferiores a 2 %. É também de realçar que, para a simulação v32\_0.50, obteve-se o valor de 4.90 para o número de  $KC$ , que corresponde exactamente ao valor obtido nas medições experimentais.

Neste trabalho, uma vez que se dá um especial destaque às forças que são exercidas no cilindro, analisa-se a sensibilidade dos resultados relativos às várias componentes das forças que são exercidas no cilindro à variação da dimensão da malha. Assim, nas Figuras 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5, são apresentados os resultados da análise de sensibilidade feita para as seguintes componentes das forças: média dos valores máximos das forças horizontais totais no sentido de propagação das ondas,  $F_{x_{máx\_méd}}$ ; média dos valores mínimos das forças horizontais totais no sentido contrário de propagação das ondas,  $F_{x_{min\_méd}}$ ; média dos valores máximos das forças de sustentação com o sentido oposto ao do fundo,  $F_L^+_{méd}$ ; média dos valores mínimos das forças de sustentação com o sentido do fundo,  $F_L^-_{méd}$ .

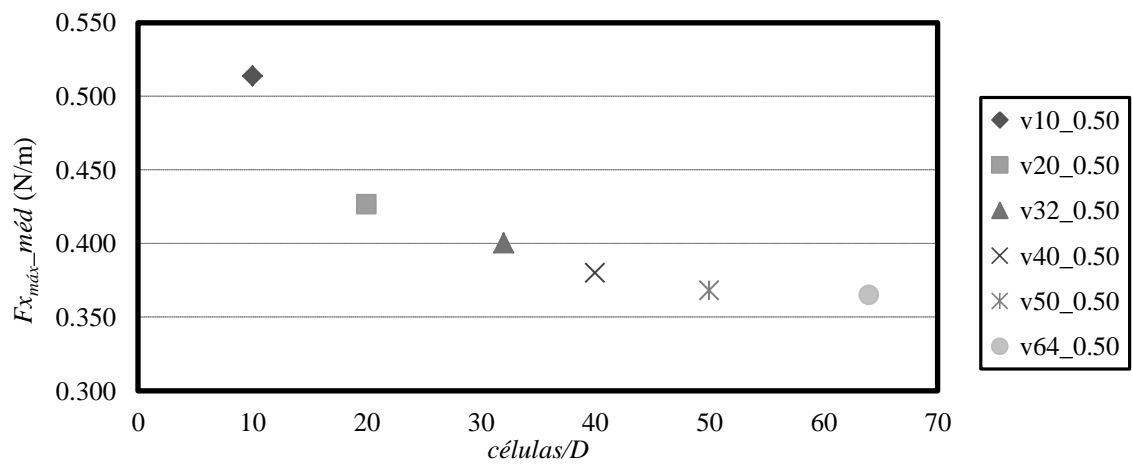


Figura 5.2 Análise de sensibilidade - média dos valores máximos das forças horizontais totais no sentido de propagação das ondas

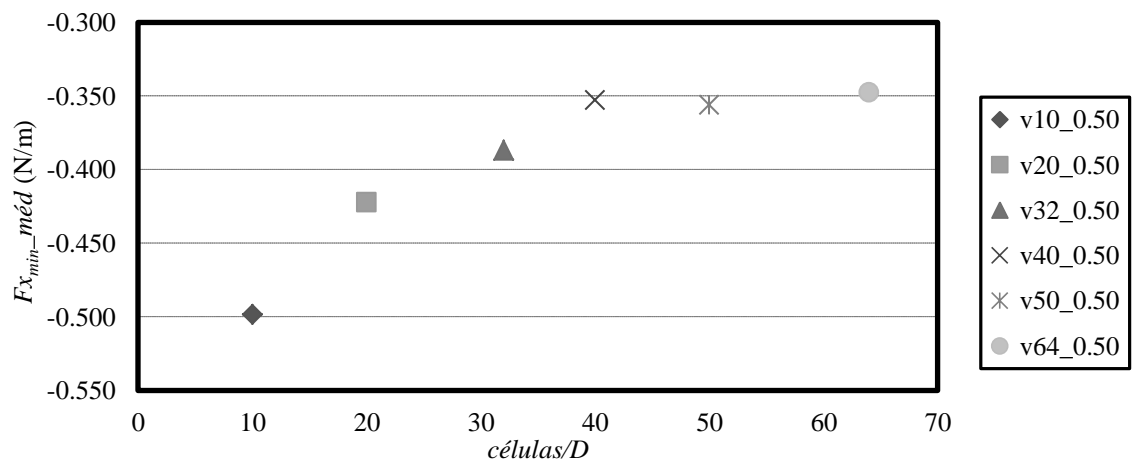


Figura 5.3 Análise de sensibilidade - média dos valores mínimos das forças horizontais totais no sentido contrário de propagação das ondas

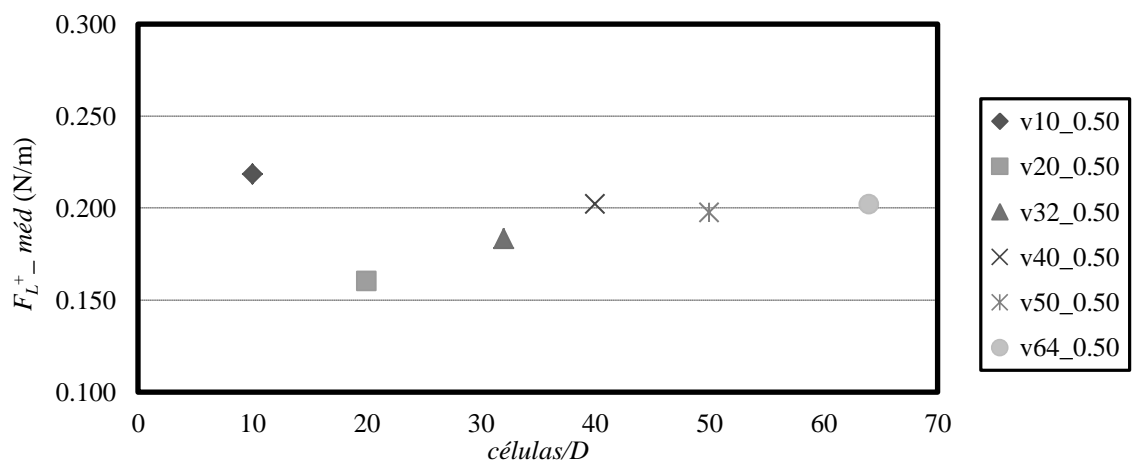


Figura 5.4 Análise de sensibilidade - Média dos valores máximos das forças de sustentação com o sentido oposto ao do fundo

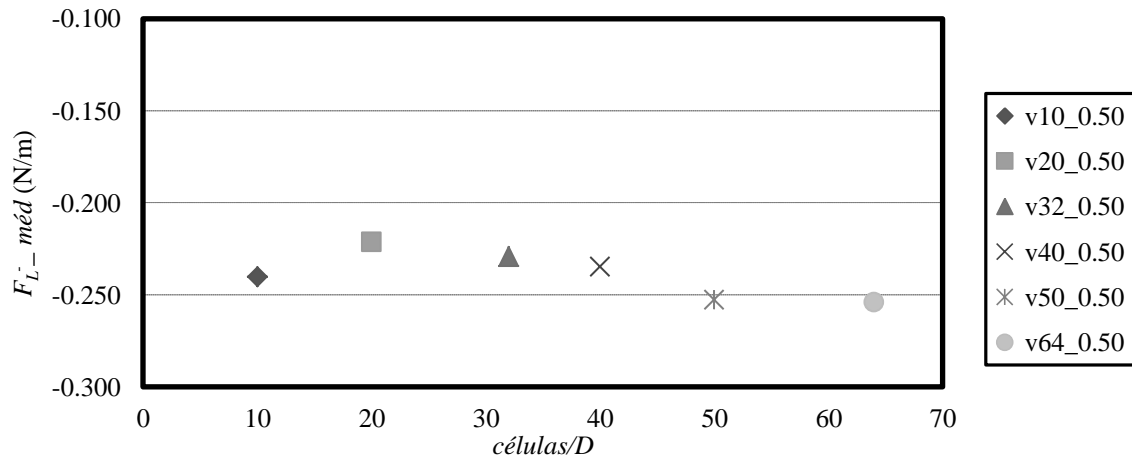


Figura 5.5 Análise de sensibilidade - Média dos valores mínimos das forças de sustentação com o sentido do fundo

Da análise dos gráficos referentes às forças horizontais totais (Figuras 5.2 e 5.3), é possível observar-se uma tendência bastante evidente de convergência dos valores das forças, em que, em módulo, estes valores vão diminuindo desde a simulação com a malha mais grosseira, com 10 *células/D*, até à simulação com 32 *células/D* e, a partir desta, estabilizam num valor relativamente constante, não apresentando diferenças significativas entre eles.

Relativamente às forças de sustentação representadas nas Figuras 5.4 e 5.5, à medida que o número de células por diâmetro aumenta, o módulo do seu valor vai oscilando e estabiliza quando as malhas utilizadas na simulação possuem um número de células por diâmetro entre 32 e 40.

No Quadro 5.2 encontram-se, para cada umas das simulações efectuadas, os valores obtidos das componentes das forças e a sua variação relativa ao valor da componente da força em causa correspondente à simulação v64\_0.50,  $V_{v64\_0.50}$ . A simulação v64\_0.50 é a que utiliza a malha mais refinada, com 64 células por diâmetro e, como tal, é a que, em princípio, deveria apresentar o valor mais preciso das forças.

Quadro 5.2 Análise de Sensibilidade - Componentes das forças actuantes e respectivas variações relativas à simulação com a malha mais refinada v64\_0.50

Simulação	$Fx_{máx\_méd}$ (N/m)	$V_{v64\_0.50}$ (%)	$Fx_{min\_méd}$ (N/m)	$V_{v64\_0.50}$ (%)	$F_L^+ \text{ méd}$ (N/m)	$V_{v64\_0.50}$ (%)	$F_L^- \text{ méd}$ (N/m)	$V_{v64\_0.50}$ (%)
v10_0.50	0.514	40.83	-0.499	43.46	0.218	8.20	-0.240	5.48
v20_0.50	0.427	16.89	-0.422	21.50	0.160	20.69	-0.221	12.93
v32_0.50	0.400	9.70	-0.387	11.32	0.183	9.17	-0.229	9.78
v40_0.50	0.380	4.18	-0.353	1.50	0.202	0.21	-0.235	7.64
v50_0.50	0.368	0.95	-0.356	2.43	0.198	2.08	-0.253	0.55
v64_0.50	0.365	0.00	-0.348	0.00	0.202	0.00	-0.254	0.00



Tal como era esperado, para todas as componentes de forças apresentadas, as variações destas grandezas, relativamente ao caso mais refinado, apresentam uma tendência para o valor nulo. A partir da simulação com 32 células por diâmetro já se garante, para todas as gradezas, um valor de  $V_{v64\_0.50}$  inferior a 10%, com excepção da média dos valores máximos das forças horizontais totais no sentido de propagação das ondas ( $Fx_{máx\_méd}$ ), que apresenta ainda uma variação relativa ao valor da malha mais refinada de cerca de 11%.

Tendo em conta os resultados apresentados, escolheu-se a malha utilizada na simulação  $v32\_0.50$  como a malha base para se modelarem os restantes casos de estudo, para diferentes valores de  $e/D$ . Com esta malha, para todas as componentes das forças, conseguem-se obter resultados com valores de  $V_{v64\_0.50}$  inferiores a 12%. Relativamente ao tempo de duração da simulação, para o caso de  $e/D$  utilizado na análise de sensibilidade, esta teve uma duração total de cerca de 4.5 dias, o que ainda corresponde a uma duração relativamente elevada para uma modelação numérica mas que corresponde à primeira, das várias simulações realizadas na análise de sensibilidade, cujos resultados se encontravam em convergência clara para os valores da situação mais refinada. É de se destacar ainda que, mesmo utilizando esta malha, para os casos de cilindro próximo do fundo esta duração aumenta muito, chegando a valores de duração total de cerca de 15 dias.

Para além das grandezas apresentadas neste ponto, tal como já foi referido, foram analisadas outras grandezas na análise de sensibilidade. Apresentam-se no Anexo H os resultados obtidos para as seguintes grandezas: número de Reynolds ( $Re$ ); altura média de onda a barlar do cilindro ( $H_{m\_barlar}$ ); altura média de onda sobre o cilindro ( $H_{m\_sobre}$ ); altura média de onda a sotamar do cilindro ( $H_{m\_sotamar}$ ). Tal como para as forças, da análise destes gráficos é possível observar-se a mesma tendência de convergência dos valores com o aumento da definição da malha.

## 5.2. Forças no cilindro

Ao nível de projecto de emissários submarinos, tal como foi visto anteriormente, o conhecimento das forças actuantes no cilindro é extremamente importante para um correcto dimensionamento. Como tal, o cálculo das forças actuantes é um dos objectivos da aplicação do modelo e, por isso, um dos resultados mais importantes do modelo numérico. Assim, apresenta-se neste sub-capítulo os resultados das forças obtidas nas simulações efectuadas para diferentes valores de  $e/D$ .

Para analisar o comportamento da força no cilindro ao longo do tempo, apresenta-se na Figura 5.6, para um intervalo temporal entre 55.096 s e 60.496 s e para o caso de estudo de  $e/D=0.5$ , a série temporal da força horizontal total,  $Fx$ , da força de sustentação,  $F_L$ , e da elevação da superfície livre na zona central do cilindro,  $\eta_{cilindro}$ . Nesta figura é possível observar-se o andamento e a magnitude das

forças tendo em conta a acção das ondas, representadas pela variação da superfície livre na zona central do cilindro.

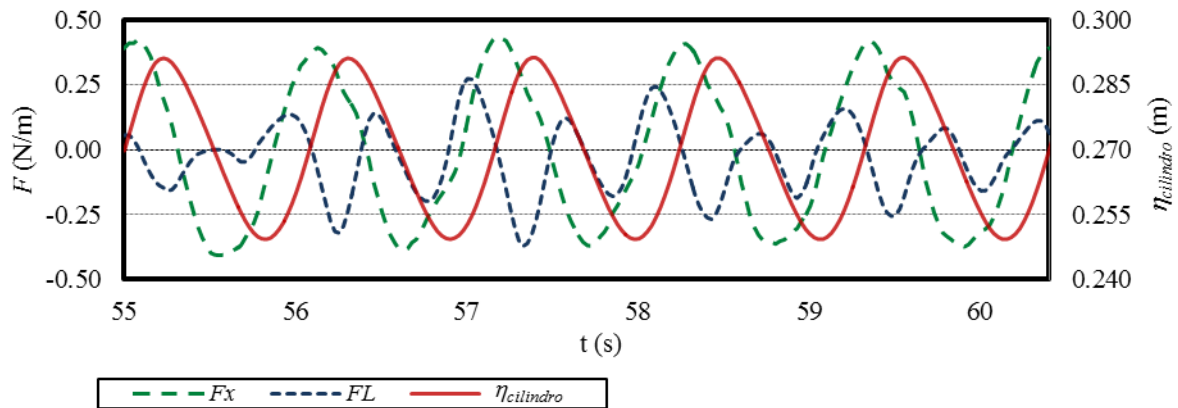


Figura 5.6 Série temporal de força horizontal total, força de sustentação e elevação de superfície livre na zona central do cilindro

No caso da força horizontal total,  $F_x$ , é possível constatar que apresenta o mesmo período que o da onda, mas que, em relação a esta, se apresenta com um tempo de desfasamento constante. Os valores máximos e mínimos de  $F_x$  ocorrem, respectivamente, entre a passagem por zero e a passagem da crista e da cava da onda. Por outro lado, também é possível observar-se que a força horizontal total toma, ciclicamente, valores positivos e negativos, respondendo desta forma à inversão de sentido do escoamento que ocorre devido à passagem das ondas. Assim, sempre que o escoamento se dá no sentido da propagação das ondas,  $F_x$  toma esse sentido e, nestas condições, tal como se referiu no ponto 4.3.5, atribui-se a designação de  $F_{x_{máx}}$ . Quando o escoamento inverte de sentido e se dá no sentido contrário da propagação das ondas,  $F_x$  também muda de sentido atribuindo-se a designação de  $F_{x_{min}}$ .

Para as forças de sustentação pode-se observar que estas têm um comportamento do tipo sinusoidal cujo período é, aproximadamente, metade do período da onda e da força horizontal total, apresentando picos máximos da força de sustentação de diferentes valores ao longo da simulação. Este comportamento deve-se ao efeito, nas forças de sustentação, não só da pressão induzida pelas ondas mas especialmente da pressão acrescida pelo desprendimento de vórtices e retorno dos mesmos quando ocorre a inversão do escoamento. Quando a força de sustentação tem um valor positivo, esta toma o sentido oposto ao do fundo, atribuindo-se a designação de  $F_L^+$ , e caso tenha um valor negativo esta toma o sentido do fundo,  $F_L^-$ .

De modo a analisar a influência da distância do cilindro ao fundo nas forças que actuam no cilindro, foram realizadas simulações para diferentes valores de  $e/D$ . Para tal, com base na análise de sensibilidade feita no sub-capítulo 5.1, utilizou-se como malha base a malha v32\_0.50, adaptando esta malha em função do posicionamento da estrutura face ao fundo nos vários casos com  $e/D$  a variar no

intervalo de 0.0625 e 1.5. Para estes casos escolheram-se posicionamentos de estrutura com uma distância ao fundo múltipla da dimensão da malha utilizada na zona regular, que é de 0.0625 cm.

No Quadro 5.3 são apresentadas as simulações que foram efectuadas com os diferentes posicionamentos de cilindro considerados. Para cada uma destas simulações foi feita uma análise dos resultados das componentes das forças em função do parâmetro  $e/D$ .

Quadro 5.3 Simulações efectuadas para os diferentes posicionamentos de cilindro considerados

Simulação	$células/D$	$e$ (cm)	$e/D$
v32_1.50	32	3.0000	1.50000
v32_1.25	32	2.5000	1.25000
v32_1.00	32	2.0000	1.00000
v32_0.75	32	1.5000	0.75000
v32_0.63	32	1.2500	0.62500
v32_0.50	32	1.0000	0.50000
v32_0.38	32	0.7500	0.37500
v32_0.31	32	0.6250	0.31250
v32_0.25	32	0.5000	0.25000
v32_0.22	32	0.4375	0.21875
v32_0.19	32	0.3750	0.18750
v32_0.16	32	0.3125	0.15625
v32_0.13	32	0.2500	0.12500
v32_0.09	32	0.1875	0.09375
v32_0.06	32	0.1250	0.06250

A análise de resultados aqui apresentada foi feita considerando os valores das grandezas em análise obtidas aquando da passagem de 15 ondas sobre o cilindro no intervalo de tempo entre 55.096 s e 71.296 s. Nas Figuras 5.7, 5.8, 5.9, 5.10, 5.11 e no Anexo I encontram-se, para os diferentes valores de  $e/D$ , respectivamente: o valor máximo da força horizontal total no sentido de propagação das ondas ( $F_{x_{máx\_máx}}$ ) e a média dos valores máximos das forças horizontais totais no sentido de propagação das ondas ( $F_{x_{máx\_méd}}$ ); o valor mínimo da força horizontal total no sentido contrário de propagação das ondas ( $F_{x_{min\_min}}$ ) e a média dos valores mínimos das forças horizontais totais no sentido contrário de propagação das ondas ( $F_{x_{min\_méd}}$ ); o valor máximo da força de sustentação com o sentido oposto ao do fundo ( $F_L^+_{máx}$ ) e a média dos valores máximos das forças de sustentação com o sentido oposto ao do fundo ( $F_L^+_{méd}$ ); o valor mínimo da força de sustentação com o sentido do fundo ( $F_L^-_{min}$ ) e a média dos valores mínimos da força de sustentação com o sentido do fundo ( $F_L^-_{méd}$ ); o valor médio das forças de sustentação ( $F_L_{méd}$ ); os valores das componentes  $F_{x_{máx\_máx}}$ ,  $F_{x_{máx\_méd}}$ ,  $F_{x_{min\_min}}$ ,  $F_{x_{min\_méd}}$ ,  $F_L^+_{máx}$ ,  $F_L^+_{méd}$ ,  $F_L^-_{min}$ ,  $F_L^-_{méd}$  e  $F_L_{méd}$  (Quadro I.0.1 e Quadro I.0.2).

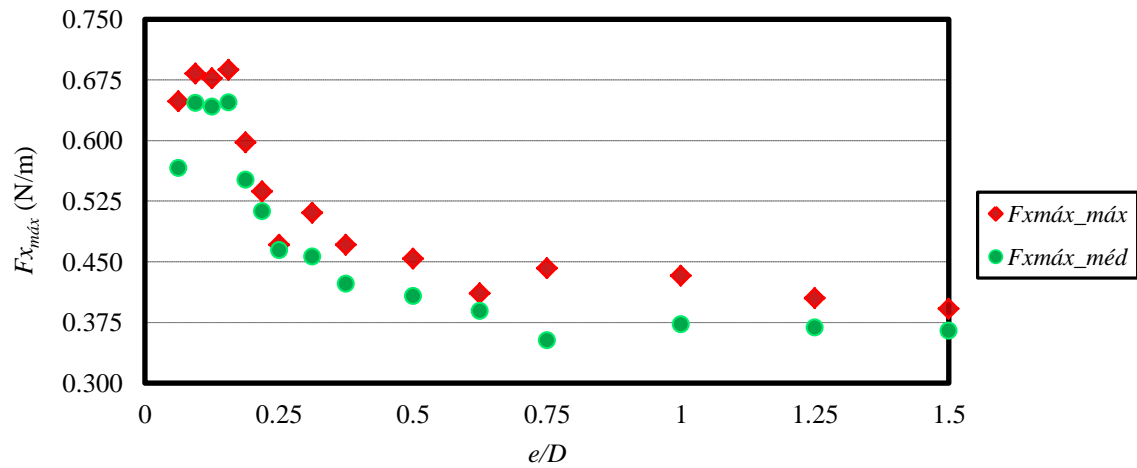


Figura 5.7 Valor máximo e média dos valores máximos da força horizontal total no sentido de propagação das ondas

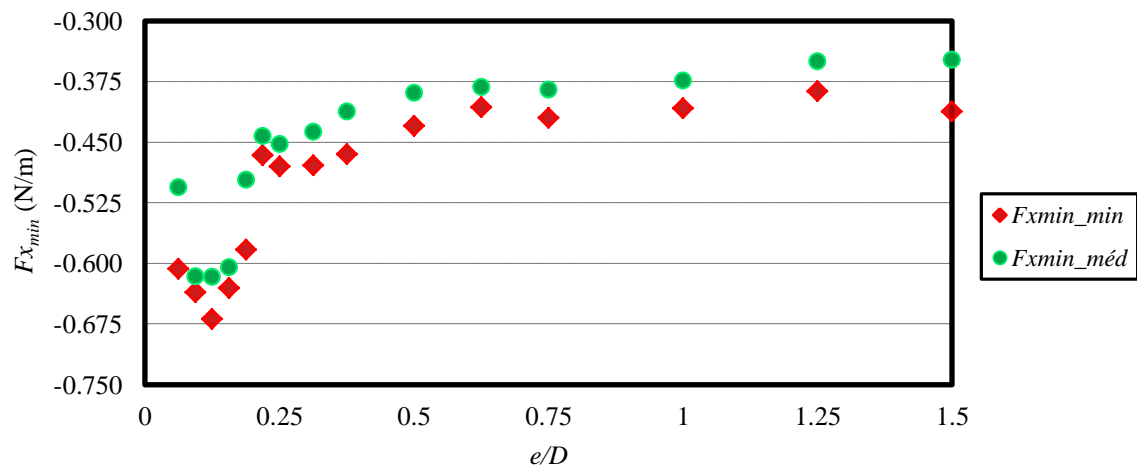


Figura 5.8 Valor mínimo e média dos valores mínimos da força horizontal total no sentido contrário de propagação das ondas

Analisando os gráficos apresentados nas Figuras 5.7 e 5.8, é possível verificar-se que, para os casos de  $e/D > 0.5$ , o módulo das forças horizontais tomam valores relativamente constante e, para os casos de  $e/D \leq 0.5$ , os valores crescem e atingem um máximo para um valor de  $e/D$  de aproximadamente 0.125. Assim, verifica-se que para valores de  $e/D \leq 0.5$ , o módulo da força horizontal total vai aumentando uma vez que, a partir deste valor, começa a existir um escoamento em jacto (*jet flow* na terminologia anglo-saxónica) no espaço entre o cilindro e o fundo que vai influenciar o escoamento em torno do cilindro e, por sua vez, vai levar ao aumento das força horizontais. Para valores de  $e/D < 0.125$ , existe uma diminuição do módulo da força horizontal total que é explicada pela imersão do cilindro na camada limite, que corresponde a uma zona de menor energia, onde a velocidade e a pressão são inferiores (Jarno-Druauxt *et al.*, 1995).

A diferença entre os valores máximos e médios das forças, em média inferior a 9%, é explicada pelas alterações que ocorrem no escoamento em torno do cilindro, nomeadamente devido à influência do regime de vorticidades, que introduz pequenas variações na pressão e, consequentemente, nas forças horizontais exercida no cilindro. Quanto ao módulo das forças horizontais com o sentido de propagação das ondas ( $F_{x_{máx}}$ ) este é ligeiramente superior ao módulo das forças que actuam no cilindro com o sentido contrário ao sentido de propagação das ondas ( $F_{x_{min}}$ ). No entanto, esta variação é pequena, com uma variação relativa média percentual entre estas componentes das forças de cerca de 6%, o que corresponde à variação que existe entre as velocidades máximas de escoamento com o sentido de propagação das ondas e o sentido oposto.

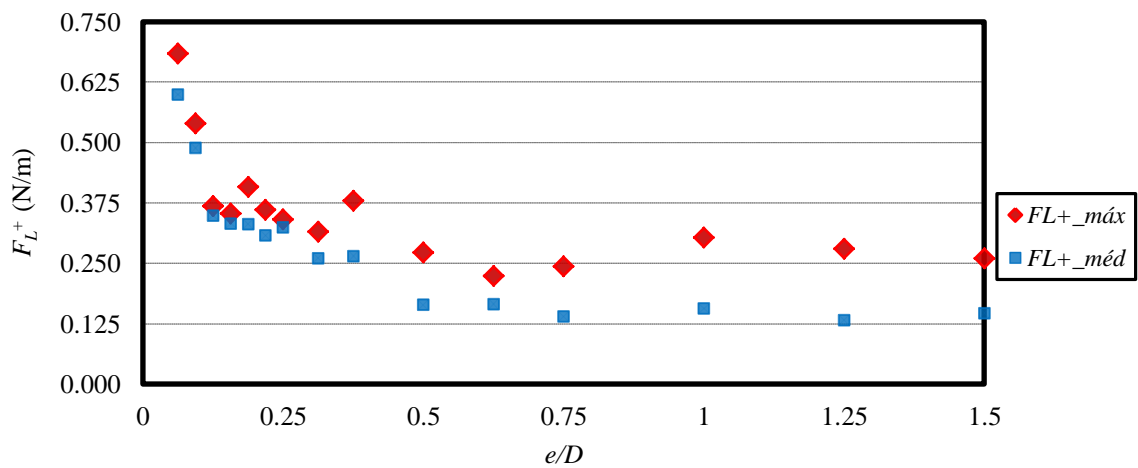


Figura 5.9 Valor máximo e média dos valores máximos da força de sustentação com o sentido oposto ao do fundo

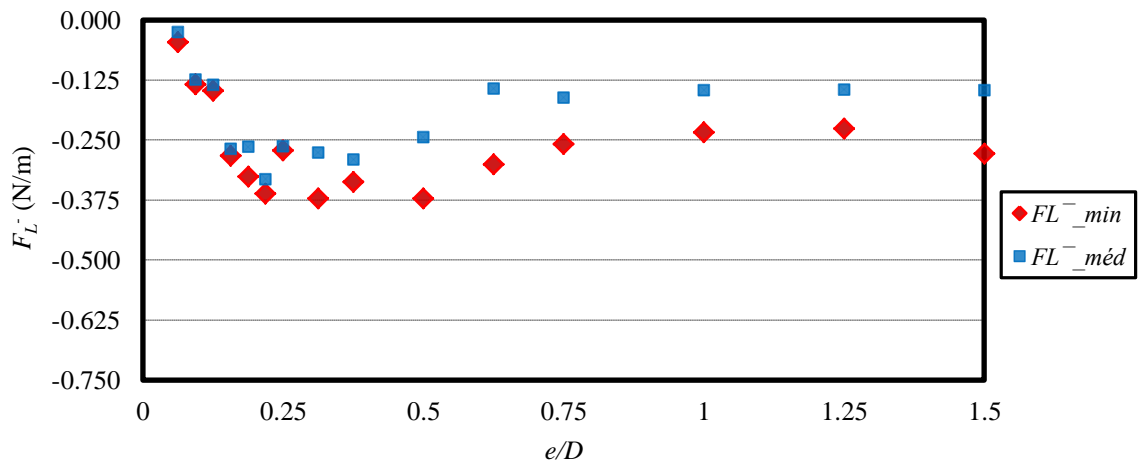


Figura 5.10 Valor mínimo e média dos valores mínimos da força de sustentação com o sentido do fundo

Quanto às forças de sustentação, representadas nas Figuras 5.9 e 5.10, estas têm um comportamento distinto caso a força tome o sentido oposto ao do fundo,  $F_L^+$ , ou o sentido do fundo,  $F_L^-$ . A força  $F_L^+$  tem um comportamento semelhante à força horizontal total para  $e/D > 0.125$ , ou seja, à medida que o

cilindro se afasta do fundo, o seu valor vai diminuindo e, para  $e/D > 0.5$ , a força converge para um valor relativamente constante uma vez que a influência do fundo deixa de se sentir. Relativamente ao módulo da força  $F_L^-$ , os seus valores são mais altos para os casos de  $0.15 < e/D \leq 0.5$  do que para os casos de  $e/D > 0.5$ , devido às elevadas forças de sucção na zona inferior do cilindro resultantes do escoamento em jacto sob o cilindro e às quais está associada a formação de vórtices que são libertados ao longo do jacto. Quando estes vórtices sobem e retornam ao cilindro resultam em valores de  $F_L^+$ . Para os casos de  $e/D < 0.15$ , os valores de  $F_L^-$  diminuem, uma vez que o espaço entre o cilindro e o fundo começa a ser bastante reduzido e o escoamento em jacto reduz-se, acabando por cessar no caso simulado com o menor  $e/D$ , em que  $F_L^-$  toma valores quase nulos.

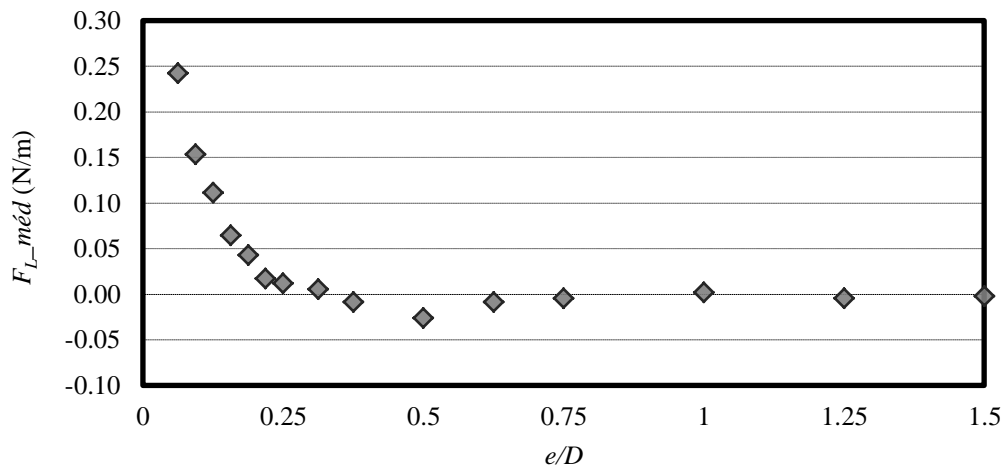


Figura 5.11 Valor médio das forças de sustentação

Da Figura 5.11 é possível observar que os valores médios das forças de sustentação ( $F_{L\_méd}$ ) mudam de sinal consoante o posicionamento do cilindro em relação ao fundo. Quando o valor de  $F_{L\_méd}$  é positivo o cilindro apresenta, em termos médios, uma tendência de repulsão face ao fundo, e caso  $F_{L\_méd}$  tome um valor negativo, o cilindro passa a ter uma tendência de atracção ao fundo. Para casos de  $e/D > 0.75$ , onde a influência do fundo já não é significativa, os valores de  $F_L^+$  e  $F_L^-$  têm aproximadamente a mesma intensidade e, como tal, o  $F_{L\_méd}$  é aproximadamente nulo. Para casos de  $0.33 < e/D < 0.75$ , onde começa a existir o fenómeno de escoamento em jacto sob o cilindro, o cilindro apresenta uma tendência de atracção ao fundo. E, para valores de  $e/D < 0.33$ , existe um aumento das forças de sustentação com o sentido oposto ao do fundo e, como tal,  $F_{L\_méd}$  apresenta valores positivos, ou seja uma tendência de repulsão face ao fundo.

Assim, verificou-se que existe uma diferença, embora pequena em alguns casos, entre os valores máximos e mínimos quer da força horizontal total quer da força de sustentação o que, ao nível de dimensionamento de emissários submarinos, implica decidir quais as componentes das forças a considerar. Recordando as expressões ( 2.1 ) e ( 2.2 ), ao nível das forças dinâmicas: para o equilíbrio vertical, deve-se considerar a força máxima de sustentação com o sentido oposto ao do fundo, pois é

essa que causa instabilidade da estrutura; para o equilíbrio horizontal, deve-se considerar a força máxima que actua na direcção horizontal. Assim, considerando uma situação de dimensionamento e onde a distância do emissário ao fundo é de  $e/D=0.5$ , apresentam-se, no Quadro 5.4, os valores máximos e mínimos das forças horizontais totais,  $F_{x_{máx\_máx}}$  e  $F_{x_{min\_min}}$ , e das forças de sustentação,  $F_L^+_{máx}$  e  $F_L^-_{min}$ . Nesta situação, para o dimensionamento do emissário, dever-se-ia escolher o valor de 0.454N/m para o equilíbrio horizontal, pois em módulo corresponde ao maior valor entre  $F_{x_{máx\_máx}}$  e  $F_{x_{min\_min}}$ , e 0.273N/m para a força de sustentação pois é a componente  $F_L^+_{máx}$  que condiciona o equilíbrio vertical.

Quadro 5.4 Máximos e mínimos das forças horizontais totais e das forças de sustentação para  $e/D=0.50$

$F_{x_{máx\_máx}}$ (N/m)	$F_{x_{min\_min}}$ (N/m)	$F_L^+_{máx}$ (N/m)	$F_L^-_{min}$ (N/m)
0.454	-0.430	0.273	-0.372

### 5.3. Coeficientes adimensionais $C_D$ , $C_M$ e $C_L$

Como se referiu anteriormente, no dimensionamento de um emissário os projectistas utilizam frequentemente os valores dos coeficientes adimensionais  $C_D$ ,  $C_M$  e  $C_L$ . Assim, neste sub-capítulo apresentam-se os valores destes coeficientes obtidos para os vários posicionamentos de cilindro relativamente ao fundo simulados e, tal como feito para as forças no sub-capítulo 5.2, para a análise dos valores dos coeficientes considerou-se a passagem de 15 ondas sobre o cilindro no intervalo de tempo entre 55.096 s e 71.296 s. Os coeficientes de arrasto ( $C_D$ ) e inércia ( $C_M$ ) foram calculados utilizando o método de Morison, a análise de Fourier e o método dos mínimos quadrados e, para os vários métodos, consideram-se os seus valores médios. Os coeficientes de sustentação ( $C_L$ ) foram calculados adimensionalizando  $F_L^+_{máx}$ ,  $F_L^-_{min}$ ,  $F_L^+_{méd}$  e  $F_L^-_{méd}$ .

Apresentam-se nas Figuras 5.12, 5.13, 5.14, 5.15 e no Anexo I, para os diferentes valores de  $e/D$  simulados, os resultados obtidos para, respectivamente: o coeficiente de arrasto ( $C_D$ ); o coeficiente de inércia ( $C_M$ ); coeficiente de sustentação com o sentido oposto ao do fundo ( $C_L^+$ ); o coeficiente de sustentação com o sentido do fundo ( $C_L^-$ ); os valores dos coeficientes  $C_D$ ,  $C_M$ ,  $C_L^+$  e  $C_L^-$  (Quadro I.0.3 e Quadro I.0.4).

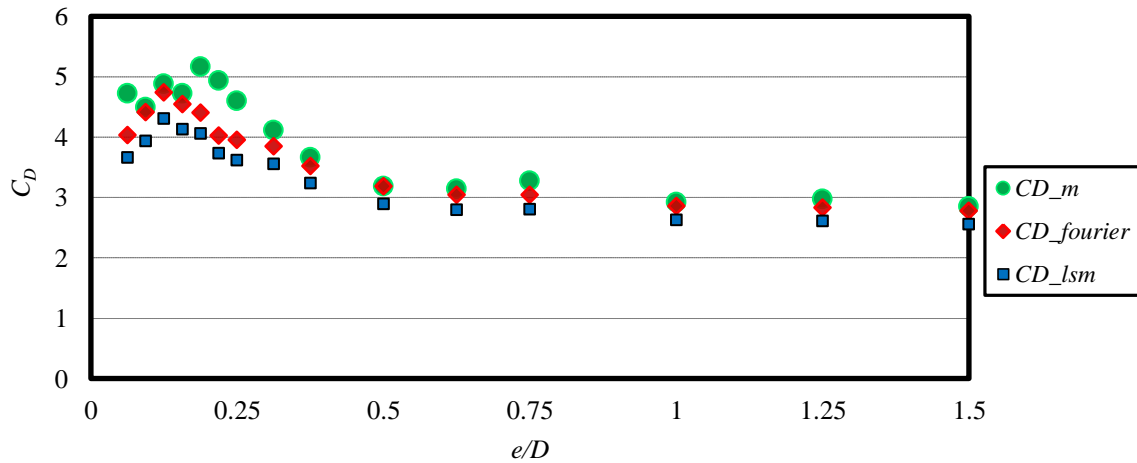


Figura 5.12 Coeficientes de arrasto calculados com o método de Morison, análise de Fourier e método dos mínimos quadrados

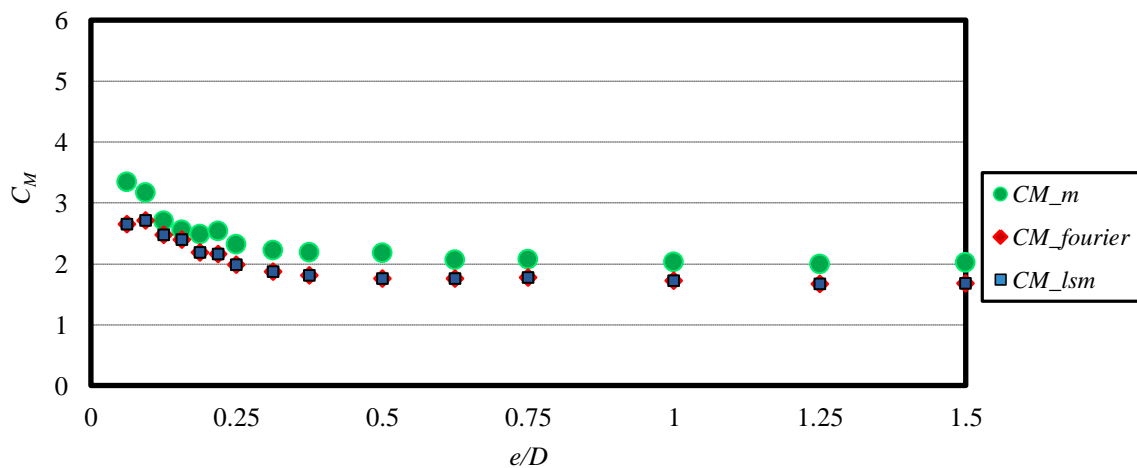


Figura 5.13 Coeficientes de inércia calculados com o método de Morison, análise de Fourier e método dos mínimos quadrados

Da análise dos valores dos coeficientes de arrasto,  $C_D$ , (Figura 5.12), calculados com os diferentes métodos verifica-se que, para cada posicionamento do cilindro, são obtidos valores relativamente próximos, havendo no entanto variações entre eles. Os dois métodos mais complexos utilizados no cálculo do coeficiente de arrasto são a análise de Fourier e o método dos mínimos quadrados. Os coeficientes resultantes do método dos mínimos quadrados apresentam valores sempre inferiores aos que resultam da aplicação da análise de Fourier e estes dois métodos possuem, entre si, uma variação relativa média de cerca de 9%. Com o método de Morison obtiveram-se valores de  $C_D$  geralmente superiores aos dos outros dois métodos. Comparando estes valores com os obtidos pelo método dos mínimos quadrados, que na literatura é considerado com um dos métodos mais apropriados para o cálculo dos coeficientes em escoamentos oscilatórios, obteve-se uma variação relativa média de cerca de 15%. Em termos de comportamento, os valores de  $C_D$  têm um comportamento idêntico ao módulo das forças horizontais totais apresentadas nas Figuras 5.7 e 5.8 uma vez que, a par com os coeficientes  $C_M$ , resultam da adimensionalização destas forças.



Analisando a Figura 5.13, tal como se esperava, os valores dos coeficientes de inércia,  $C_M$  obtidos com a análise de Fourier e com o método dos mínimos quadrados são iguais, uma vez que as fórmulas utilizadas em cada um destes métodos são iguais. Relativamente aos valores obtidos pelo método de Morison, estes são sempre superiores aos dos outros dois métodos tendo, em relação a estes, uma variação relativa média de cerca de 17%, ou seja, da mesma ordem de grandeza da variação obtida para os valores de  $C_D$ .

Comparando os coeficientes  $C_D$  e  $C_M$  que se encontram, respectivamente, nas Figuras 5.12 e 5.13, verifica-se que os coeficientes  $C_D$  são sempre superiores aos coeficientes  $C_M$ . Ainda que assim seja, tal como é visto mais à frente neste sub-capítulo, para este caso de estudo, a componente de inércia da força horizontal total toma valores ligeiramente superiores à componente de arrasto.

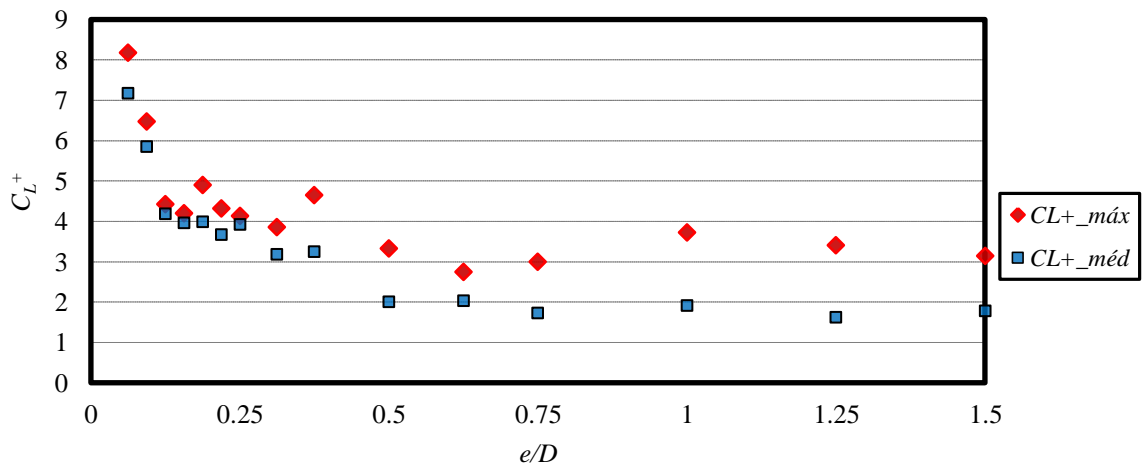


Figura 5.14 Coeficientes de sustentação com o sentido oposto ao do fundo calculados com  $F_L^+_máx$  e  $F_L^+_méd$

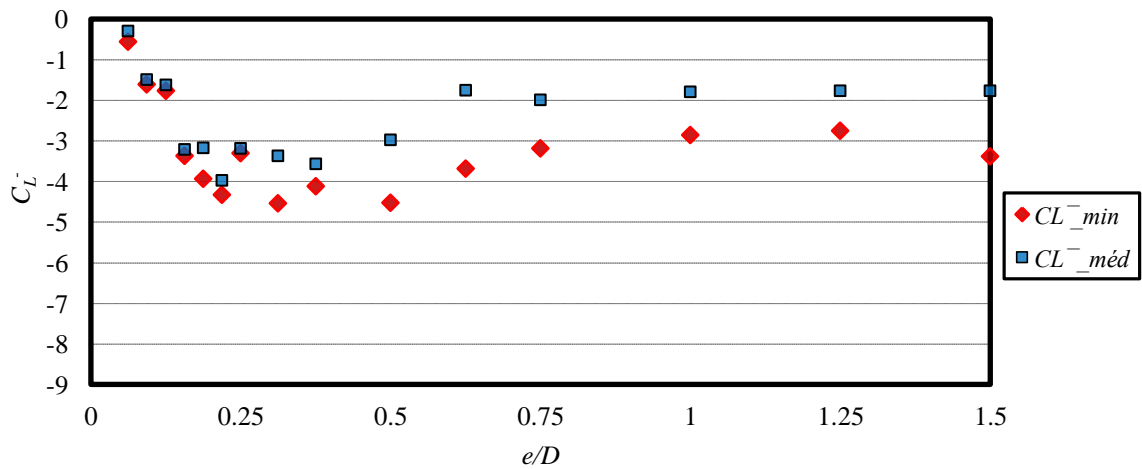


Figura 5.15 Coeficientes de sustentação com o sentido do fundo calculado com  $F_L^-_{min}$  e  $F_L^-_{méd}$

Relativamente aos coeficientes de sustentação,  $C_L^+$  e  $C_L^-$ , apresentados nas Figuras 5.14 e 5.15, estes têm um comportamento semelhante ao apresentado para as forças de sustentação, pois resultam de

uma adimensionalização simples e directa das forças de sustentação máximas ou mínimas e da média dos valores máximos ou mínimos das forças de sustentação.

A partir dos coeficientes  $C_D$  e  $C_M$  calculados pelos diferentes métodos, foi realizado o processo inverso e, recorrendo à equação de Morison ( 2.17 ), calcularam-se as séries temporais das forças horizontais totais previstas que resultariam da aplicação directa desta fórmula. Para tal, recorreram-se às séries temporais de velocidades e acelerações não perturbadas na cota do centro do cilindro, no intervalo de 55.096 s a 71.296 s, resultantes do modelo numérico e, utilizando os coeficientes adimensionais calculados pelos vários métodos (Morison, método dos mínimos quadrados, Fourier) no mesmo intervalo temporal, calcularam-se as seguintes séries temporais de forças horizontais totais previstas: *Morison\_m*, utilizando os coeficientes adimensionais calculados pelo método de Morison; *Morison\_fourier*, utilizando os coeficientes adimensionais calculados pela análise de Fourier; e *Morison\_lsm*, utilizando os coeficientes adimensionais calculados pelo método dos mínimos quadrados. Na Figura 5.16 encontram-se representadas, para o caso de  $e/D=0.5$ , as forças horizontais totais resultantes do IH-2VOF ( $Fx_{IH-2VOF}$ ), a série temporal  $Fx_{Morison\_m}$ , a série temporal  $Fx_{Morison\_fourier}$  e a série temporal  $Fx_{Morison\_lsm}$ . Em relação aos coeficientes adimensionais utilizados nestas séries temporais, consideraram-se os valores máximos dos coeficientes calculados pela análise de Fourier e pelo método dos mínimos quadrados, enquanto que para os coeficientes de Morison utilizaram-se os seus valores médios uma vez que, devido à menor precisão deste método em relação aos métodos anteriores, devem-se sempre considerar valores médios.

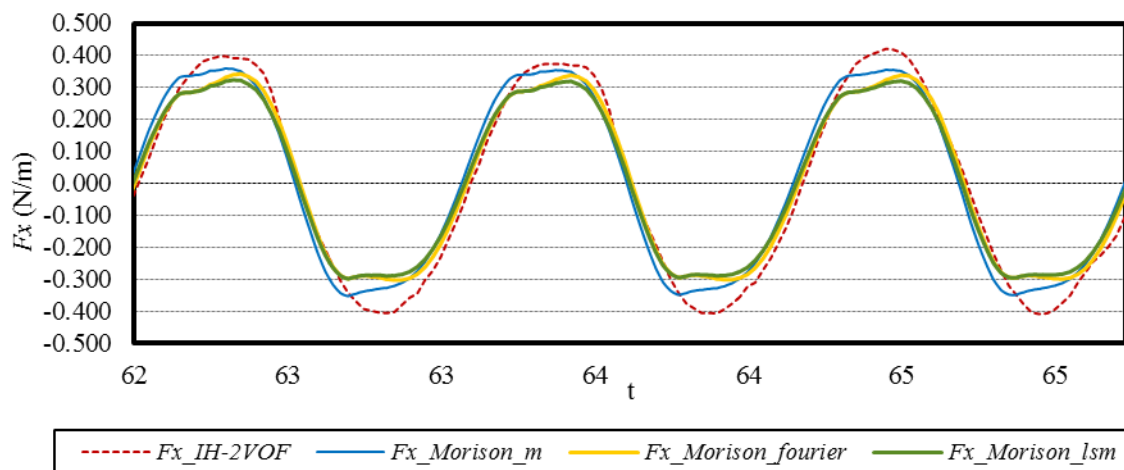


Figura 5.16 Série temporal da força horizontal total resultante do IH-2VOF e séries temporais de forças horizontais totais previstas pela fórmula de Morison utilizando  $C_D$  e  $C_M$  calculados por diferentes métodos

Tal como se pode ver na Figura 5.16, as forças horizontais totais previstas utilizando a fórmula de Morison não são iguais às obtidas pelo modelo numérico IH-2VOF, existindo algumas diferenças entre elas. Além disso, dependendo dos coeficientes utilizados obtêm-se séries temporais que diferem ligeiramente entre si. Para este valor de  $e/D$ , as maiores diferenças entre as forças horizontais medidas

e as forças horizontais totais previstas ocorrem na série temporal que utiliza os coeficientes calculados pelo método dos mínimos quadrados ( $Fx\_Morison\_lsm$ ). De forma a verificar a adequabilidade das séries temporais calculadas pelos vários métodos à série temporal resultante do IH-2VOF, analisou-se o parâmetro da bondade de ajustamento à equação de Morison,  $\delta$ , dado por (Summer & Fredsoe, 2006):

$$\delta = \frac{\sum_0^{t_f} (Fx_m(t) - Fx_p(t))^2}{\sum_0^{t_f} (Fx_m(t))^2} \quad (5.1)$$

onde:

$Fx_m(t) \rightarrow$  força horizontal total instantânea medida no IH-2VOF

$Fx_p(t) \rightarrow$  força horizontal total instantânea prevista utilizando a equação de Morison

$t_f \rightarrow$  duração total da série temporal em análise

Quanto menor for este parâmetro melhor é o ajustamento da força prevista à força medida. Assim, calculou-se, para o intervalo temporal de 55.096 s a 71.296 s, a bondade de ajustamento à equação de Morison para os vários casos de posicionamento do cilindro simulados na presente dissertação.

Em relação aos coeficientes adimensionais, inicialmente foram considerados os valores médios dos coeficientes  $C_D$  e  $C_M$  (Figuras 5.12 e 5.13) no cálculo das séries temporais de forças horizontais totais previstas pela equação de Morison e os resultados obtidos para a bondade de ajustamento destas séries temporais são os que se apresentam na Figura 5.17. Posteriormente, consideraram-se os valores máximos dos mesmos coeficientes (Quadro I.0.5, Anexo I) para o cálculo das séries temporais de forças horizontais totais previstas, e os resultados obtidos para a bondade de ajustamento destas séries temporais apresentam-se na Figura 5.18.

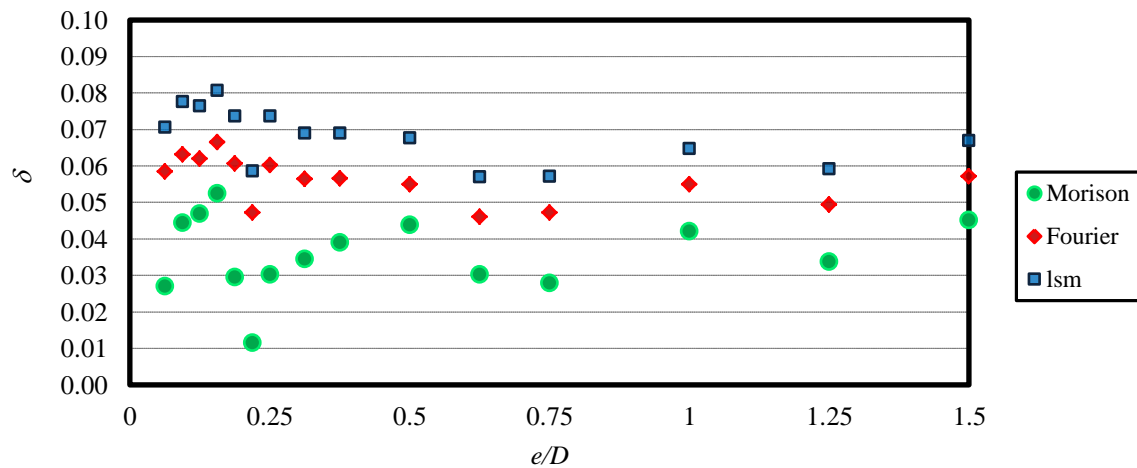


Figura 5.17 Bondade de ajustamento à equação de Morison utilizando os valores médios de  $C_D$  e  $C_M$

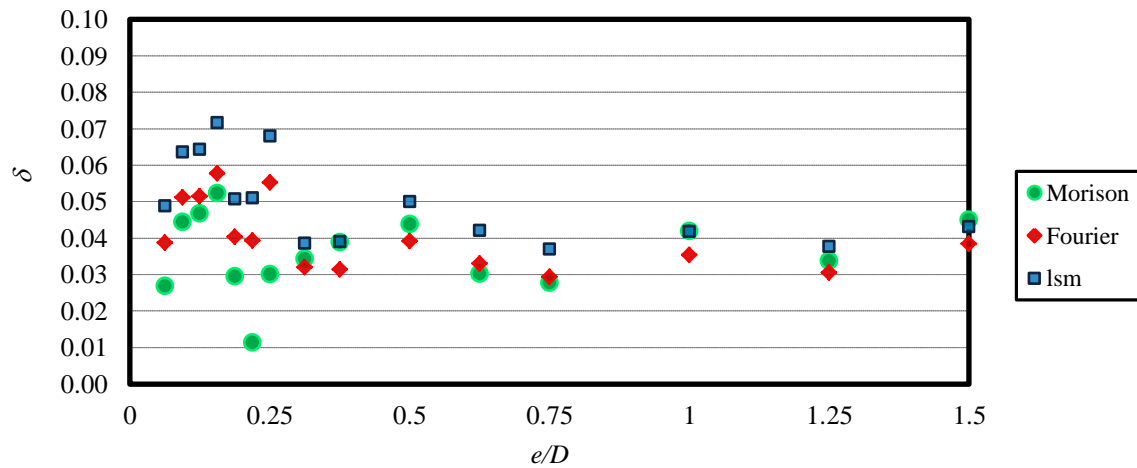


Figura 5.18 Bondade de ajustamento à equação de Morison utilizando os valores máximos de  $C_D$  e  $C_M$

Analisando a Figura 5.17 é fácil de perceber que utilizando os valores médios de  $C_D$  e  $C_M$  no cálculo das séries temporais das forças previstas e, posteriormente, calculando a bondade de ajustamento à força medida, obtêm-se valores de  $\delta$  inferiores para as séries calculadas com os coeficientes de Morison. Os valores das séries de Morison apresentam variações relativas às séries de Fourier e às séries do método dos mínimos quadrados de cerca de 35% e 45%, respectivamente. A justificação para tal acontecer é que, ao contrário da análise de Fourier e do método dos mínimos quadrados que consideram toda a série temporal, tal como já foi visto no ponto 2.3.2.2 e 4.3.5, o método de Morison considera apenas os instantes que correspondem à velocidade e aceleração nula no cálculo dos coeficientes  $C_D$  e  $C_M$ . Desta forma, com o método de Morison, obtêm-se coeficientes que, em termos das séries temporais das forças, representam bem os valores máximos das forças, uma vez que no seu cálculo é considerada a média de todos os máximos e mínimos analisados. Com a análise de Fourier e com o método dos mínimos quadrados já se consideram todos os instantes das séries temporais no cálculo dos coeficientes e, como tal, ainda que a nível de andamento global as séries temporais previstas sejam mais aproximadas das séries temporais medidas, estas não conseguem representar tão bem os valores máximos e mínimos e portanto obtêm-se valores de  $\delta$  superiores aos obtidos utilizando os coeficientes de Morison.

Para os resultados apresentados na Figura 5.18, em que foram considerados os valores máximos dos coeficientes  $C_D$  e  $C_M$  calculados pela análise de Fourier e pelo método dos mínimos quadrados, obtiveram-se valores de  $\delta$  bastante inferiores aos da Figura 5.17 e bastante mais próximos aos calculados com o método de Morison. É de salientar que para os resultados apresentados na Figura 5.18, foram novamente considerados os valores médios dos coeficientes de Morison no cálculo das séries temporais previstas, uma vez que, tal como foi anteriormente referido, devido à menor precisão deste método em relação aos métodos anteriores, devem-se sempre considerar valores médios.

Analisando os resultados representados na Figura 5.18, pode-se constatar que, para  $e/D \geq 0.3$ , de uma forma global, as séries temporais de forças previstas que apresentam um melhor ajustamento às séries temporais de forças medidas são as que usam os coeficientes calculados pela análise Fourier. Para os casos de  $e/D < 0.3$ , os valores de  $\delta$  apresentam uma maior variação entre si, tendo sido obtidos melhores resultados quando utilizados os coeficientes calculados pelo método de Morison. As séries temporais das forças previstas que utilizam os coeficientes calculados pelo método dos mínimos quadrados são as que apresentam os piores resultados e daí se poder concluir que, pelo menos para este caso de estudo e ao contrário do que se encontra referido na literatura, o método dos mínimos quadrados não é o melhor método para o cálculo dos coeficientes adimensionais de arrasto e inércia.

Assim, tal como foi possível observar, ainda que faça sentido no contexto do presente trabalho e em trabalhos científicos semelhantes analisarem-se os valores médios para os coeficientes adimensionais, sempre que se pretenda calcular coeficientes adimensionais para projecto de emissários utilizando a análise de Fourier e método dos mínimos quadrados, dever-se-ão considerar os valores máximos dos mesmos porque são com estes que se obtêm os valores máximos das forças previstas mais aproximadas das forças reais.

São apresentados de seguida, na Figura 5.19, gráficos semelhantes aos apresentados na Figura 2.9 mas para o caso em estudo com  $e/D = 0.5$ , onde se apresentam as séries temporais entre 62.60 s a 65.84 s, das componentes da força horizontal, nomeadamente a força de arrasto prevista ( $F_{Dp}$ ) e a força de inércia prevista ( $F_{Mp}$ ), relacionando-as com a série temporal de velocidade horizontal ( $u$ ). Encontra-se também representada a série temporal da força horizontal total prevista ( $F_{xp}$ ).

As séries temporais referentes à força de arrasto prevista ( $F_{Dp}$ ), à força de inércia prevista ( $F_{Mp}$ ) e à força horizontal total prevista ( $F_{xp}$ ) foram calculadas recorrendo à equação de Morison ( 2.17 ). Para o cálculo de  $F_{Dp}$ , foram utilizadas as séries temporais de velocidades e acelerações não perturbadas resultantes do IH-2VOF correspondentes às ondas que atingem o cilindro no tempo de cálculo considerado, ou seja, no intervalo de 55.096 s a 71.296 s, em que se considerou o valor do coeficiente de inércia nulo e o valor máximo do coeficiente de arrasto calculado pela análise de Fourier no intervalo temporal referido. Por sua vez, para  $F_{Mp}$  consideraram-se as mesmas séries temporais de velocidades e acelerações que anteriormente, o valor do coeficiente de arrasto nulo e o valor máximo do coeficiente de inércia calculado pela análise de Fourier no intervalo temporal referido. A série temporal de  $F_{xp}$  resultou da soma das duas componentes referidas, nomeadamente  $F_{Dp}$  e  $F_{Mp}$ .

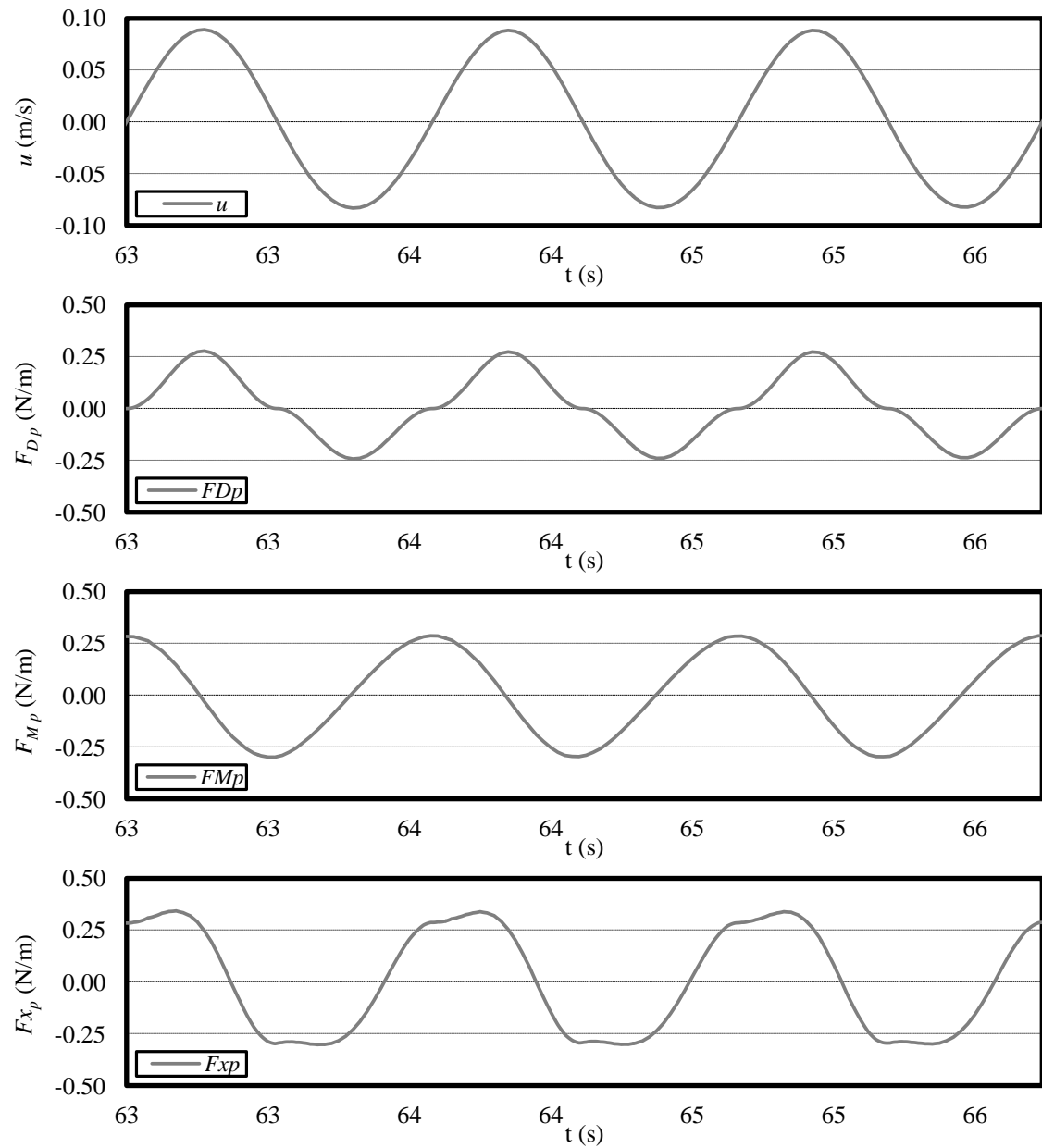


Figura 5.19 Séries temporais de velocidade, força de arrasto prevista, força de inércia prevista e força horizontal total prevista

Em termos de comportamento, tal como era esperado, é possível observar que a força de arrasto ( $F_{Dp}$ ) se encontra em fase com a velocidade horizontal e a força de inércia ( $F_{Mp}$ ) encontra-se desfasada desta de um quarto do período da onda. Em relação à força dominante na força horizontal total prevista, pode-se constatar que a força de inércia é a força dominante para este caso de estudo, embora a diferença seja de apenas 5% relativamente à força de arrasto. Isto vem de encontro ao que se encontra na literatura em que, para valores baixos de  $KC$ , a força de inércia é dominante e para valores de  $KC$  no intervalo  $3 < KC < 15$ , a força de arrasto começa a ganhar relevância (Journée & Massie, 2001).

#### 5.4. Outras grandezas

Os resultados do modelo IH-2VOF têm um grande potencial de representação gráfica, sendo possível, através de ferramentas computacionais de MATLAB, representar e observar uma grande variedade de fenómenos que ocorrem ao longo do canal numérico. Apresentam-se neste sub-capítulo algumas representações de grandezas resultantes do modelo.

Apresenta-se na Figura 5.20 um aspecto da superfície livre ao longo do domínio de cálculo para três instantes temporais, adimensionalizados pelo período da onda,  $t/T$ . Considerou-se  $t/T=0$  como o instante em que a crista da onda se encontra sobre o cilindro e, por sua vez,  $t/T=0.50$  o instante em que a cava se encontra sobre o cilindro. Esta figura foi obtida recorrendo à ferramenta de MATLAB *drawfast.m* desenvolvida pelo Instituto de Hidráulica da Universidade de Cantábria. Este tipo de representação, embora seja muito útil para a visualização de fenómenos físicos de interacção com o fundo (*e.g.* rebentação) ou de fenómenos de interacção com estruturas costeiras verticais (*e.g.* galgamento), não o é tanto neste caso de estudo, já que aqui apenas é possível observar-se a propagação das ondas ao longo do domínio.

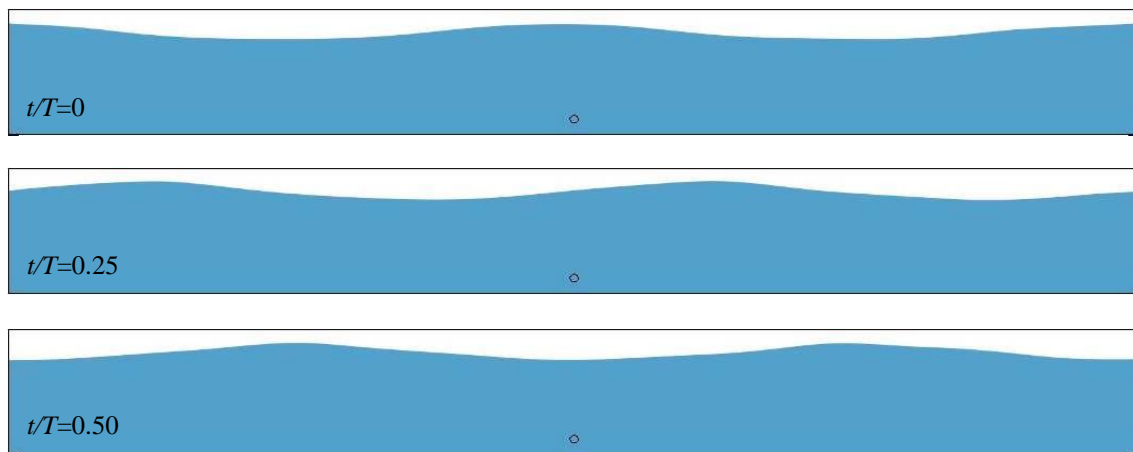


Figura 5.20 Variação de superfície livre ao longo do domínio

No entanto, através da figura anterior é possível observar que, no instante  $t/T=0.50$  (a sotamar da crista da segunda onda), existe uma alteração da configuração da onda inicial. Esta alteração pode ser consequência essencialmente da reflexão da onda anterior na fronteira direita do domínio. Devido a esta reflexão ocorre um aumento ou uma redução da altura de onda ao longo do domínio. Este fenómeno pode ser observado na Figura 5.21, onde se representam, para  $e/D=0.50$  e considerando o cálculo entre 38.896 s e 92.896 s, a altura média ( $H_m$ ) e a altura máxima ( $H_{m\acute{a}x}$ ) das ondas analisadas em cada sonda.

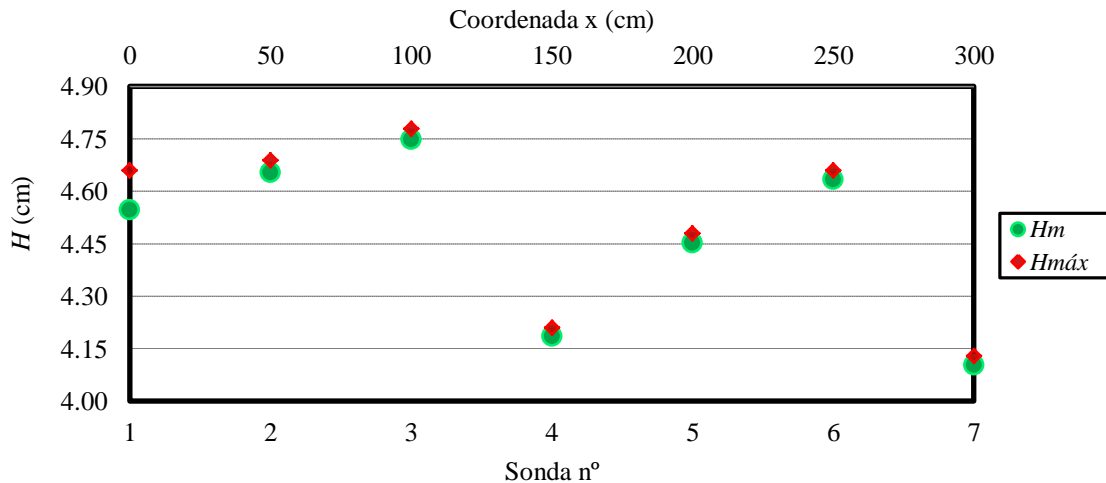


Figura 5.21 Altura média e máxima das ondas analisadas nas várias sondas

Na Figura 5.21, retirando as sondas que se localizam nas fronteiras do domínio (1 e 7), é possível observar que ocorre um aumento da altura de onda nas sondas nº3 e nº6 e uma redução da altura de onda na sonda nº4. Desta forma, obteve-se uma altura média de onda sobre o cilindro (sonda nº4) cerca de 12% inferior à altura média que ocorre na sonda nº3. Por forma minimizar a reflexão na fronteira dever-se-ia aumentar o refinamento da malha junto à fronteira direita, mas isso iria implicar um tempo de cálculo ainda mais elevado. Esta diferença de alturas de onda, apesar de não ser muito elevada, pode ter alguma influência nos resultados, nomeadamente nas forças que são exercidas no cilindro.

Apresentam-se nas Figuras 5.22 e 5.23, 5.24 e 5.25, 5.26 e 5.27, 5.28 e 5.29 as vorticidades sobrepostas com as linhas de corrente para 6 instantes de tempo correspondentes à passagem de uma onda sobre o cilindro para diferentes posicionamentos do cilindro correspondentes, respectivamente, às simulações v32\_1.50, v32\_0.50, v32\_0.25 e v32\_0.09. O instante  $t/T=0$  corresponde ao instante em que a crista da onda se encontra sobre o cilindro.

Procurou-se que a onda escolhida nesta análise fosse uma onda cujo escoamento em torno do cilindro fosse representativo do tipo de escoamento existente para toda a série temporal de cada simulação mas existem, no entanto, outras variações ao tipo de escoamento apresentado. As linhas de corrente permitem, para cada instante, conhecer a direcção do escoamento, uma vez que são sempre tangentes ao mesmo. Permitem também a visualização da formação de vórtices que se caracterizam pelas linhas de corrente apresentarem um movimento circular em torno de um centro de rotação. As linhas de corrente e as vorticidades foram feitas, após alguns ajustamentos a este caso de estudo, recorrendo a programas de MATLAB (*le\_v\_corrente\_vort.m*, *plot\_e\_streamslice.m* e *plot\_e\_vortex.m*) desenvolvidas por Silva (2012).



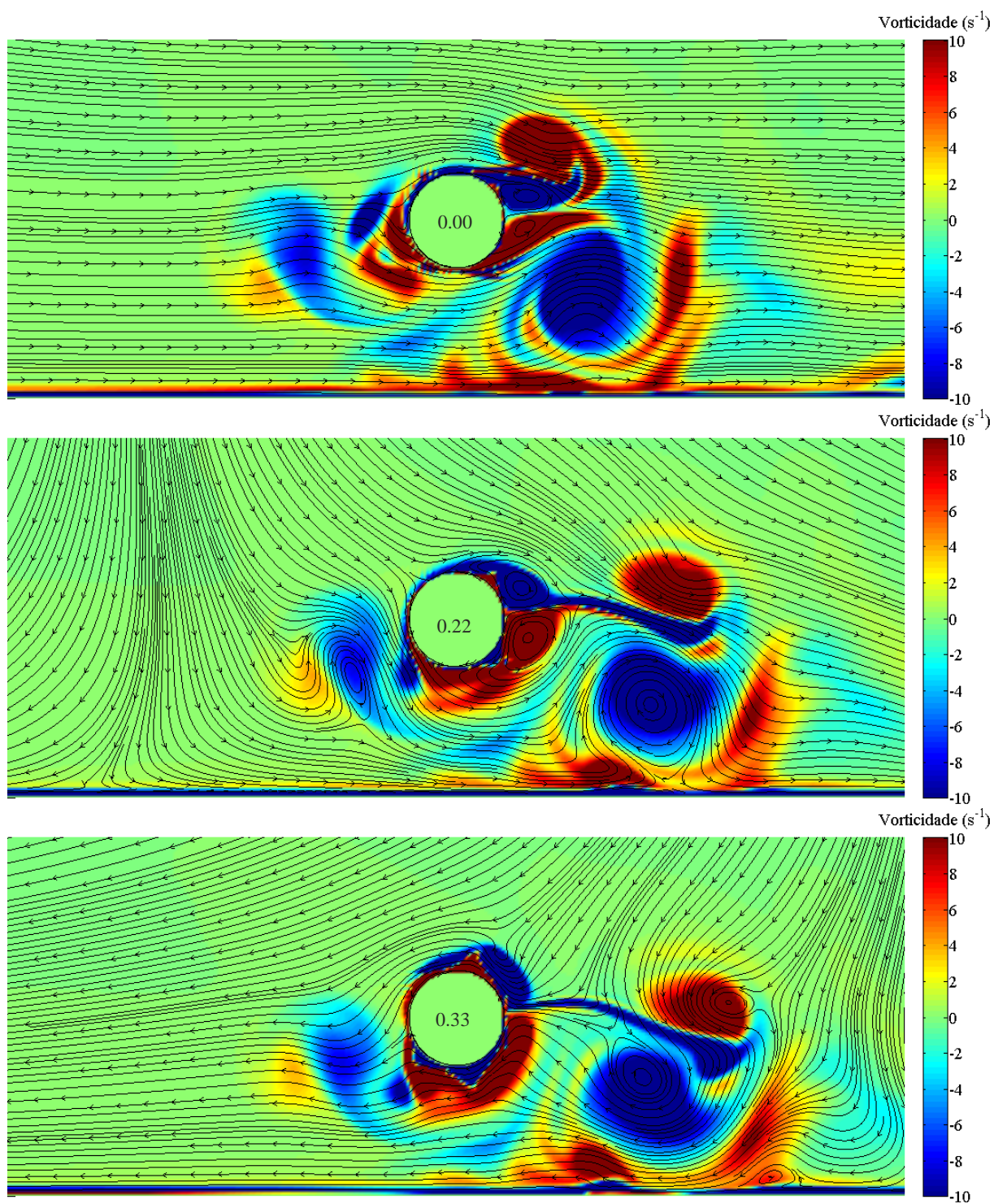


Figura 5.22 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32\_1.50 ( $e/D=1.50$ ):  $t/T=0.00$ ;  $t/T=0.22$ ;  $t/T=0.33$

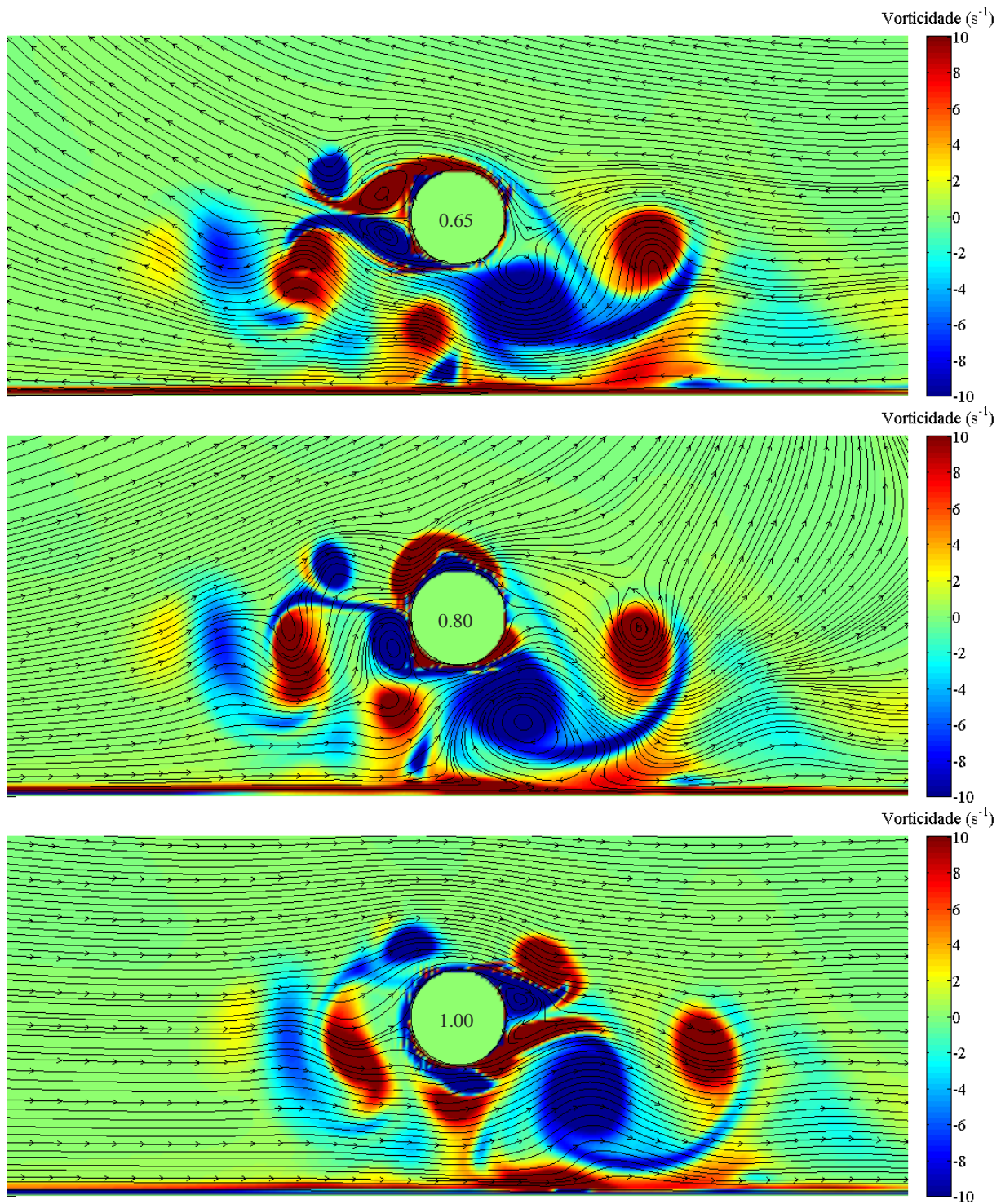


Figura 5.23 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32\_1.50 ( $e/D=1.50$ ):  $t/T=0.65$ ;  $t/T=0.80$ ;  $t/T=1.00$

Para o caso de cilindro mais afastado do fundo simulado,  $e/D=1.5$  (Figuras 5.22 e 5.23), é possível observar, em  $t/T=0.22$  e  $t/T=0.65$ , a formação de 2 vórtices contra-rotativos junto ao cilindro. A formação destes vórtices vai variando de lado, posicionando-se à direita do cilindro ( $t/T=0.22$ ) caso o escoamento se dê no sentido de propagação das ondas ou à esquerda, caso contrário ( $t/T=0.65$ ). Deste par de vórtices, na maioria das vezes é apenas o vórtice superior que, na inversão do escoamento, vai contornar o cilindro e desprender-se. No instante  $t/T=0.65$  é possível observar os dois vórtices que se

formam junto ao cilindro, bem como, os dois vórtices que se formaram no lado oposto do cilindro em  $t/T=0.22$  e que entretanto o contornaram. A maioria dos desprendimentos ocorre quando o escoamento tem o sentido de propagação das ondas.

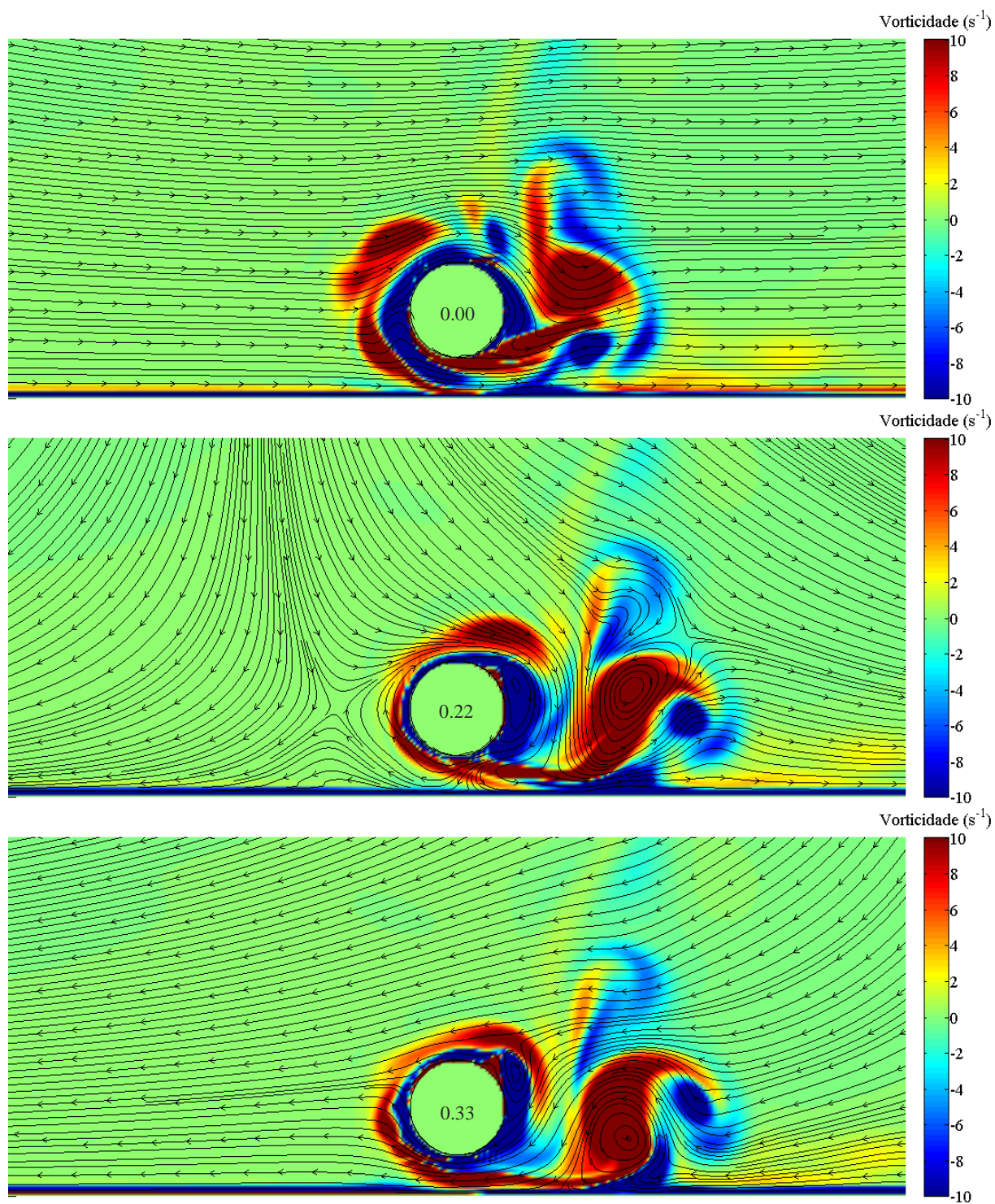


Figura 5.24 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32\_0.50 ( $e/D=0.50$ ):  $t/T=0.00$ ;  $t/T=0.22$ ;  $t/T=0.33$



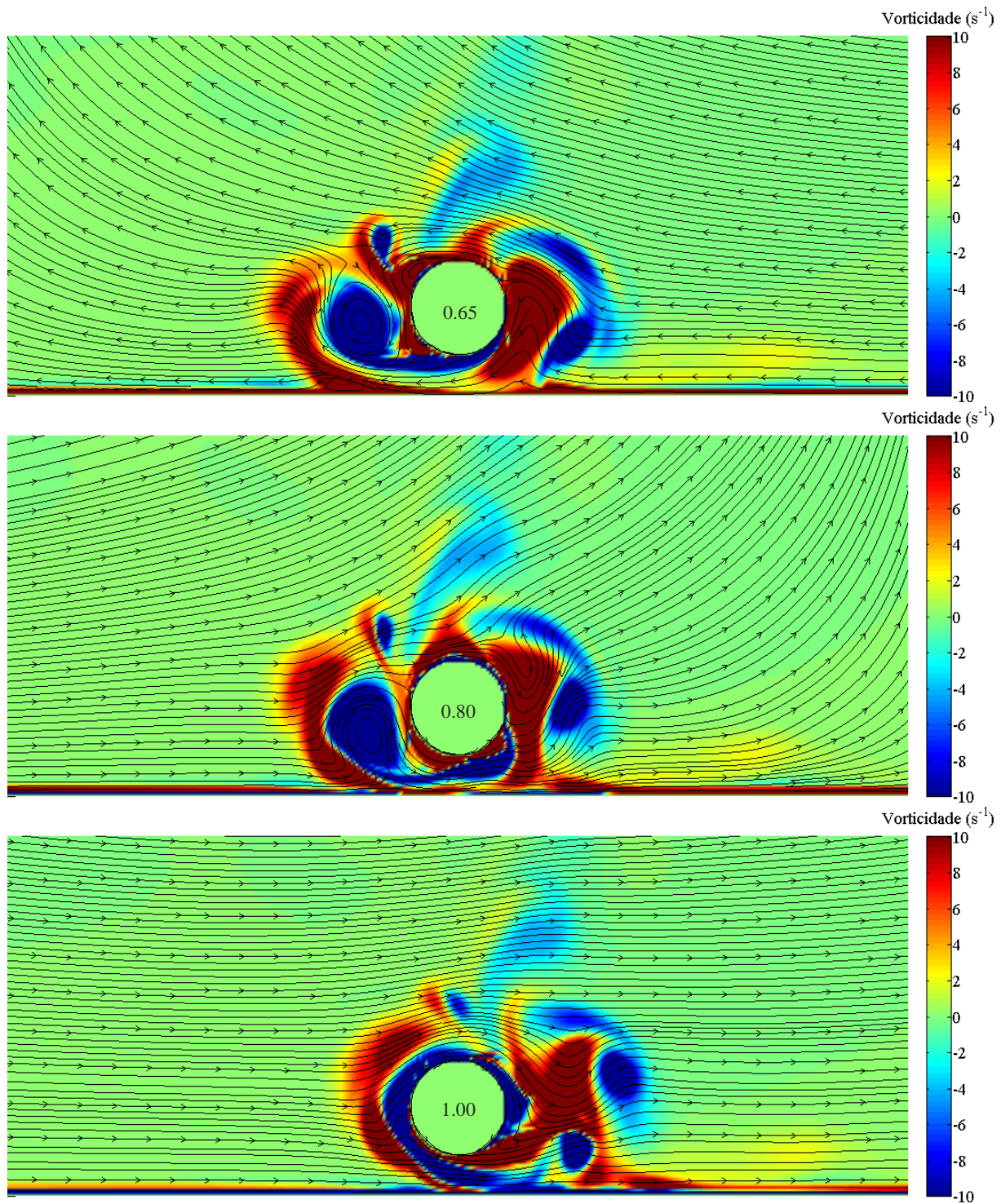


Figura 5.25 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32\_0.50 ( $e/D=0.50$ ):  $t/T=0.65$ ;  $t/T=0.80$ ;  $t/T=1.00$

Para a simulação v32\_0.50 (Figuras 5.24 e 5.25) com um valor de  $e/D$  de 0.50, o escoamento em torno do cilindro passa a ser influenciado pela maior proximidade ao fundo e o regime de vorticidades é muito distinto do caso mais afastado do fundo. Para esta distância do cilindro ao fundo existe um escoamento em jacto no espaço entre o cilindro e o fundo e é através deste que é libertado, em cada meio período, um vórtice. O primeiro vórtice pode ser observado para o instante  $t/T=0.22$ . O segundo

vórtice pode ser observado no instante  $t/T=0.65$ . Estes vórtices, após serem libertados, dirigem-se para o fundo ( $t/T=0.33$  e  $t/T=0.80$ ) e, com a inversão do escoamento, retornam ao cilindro.

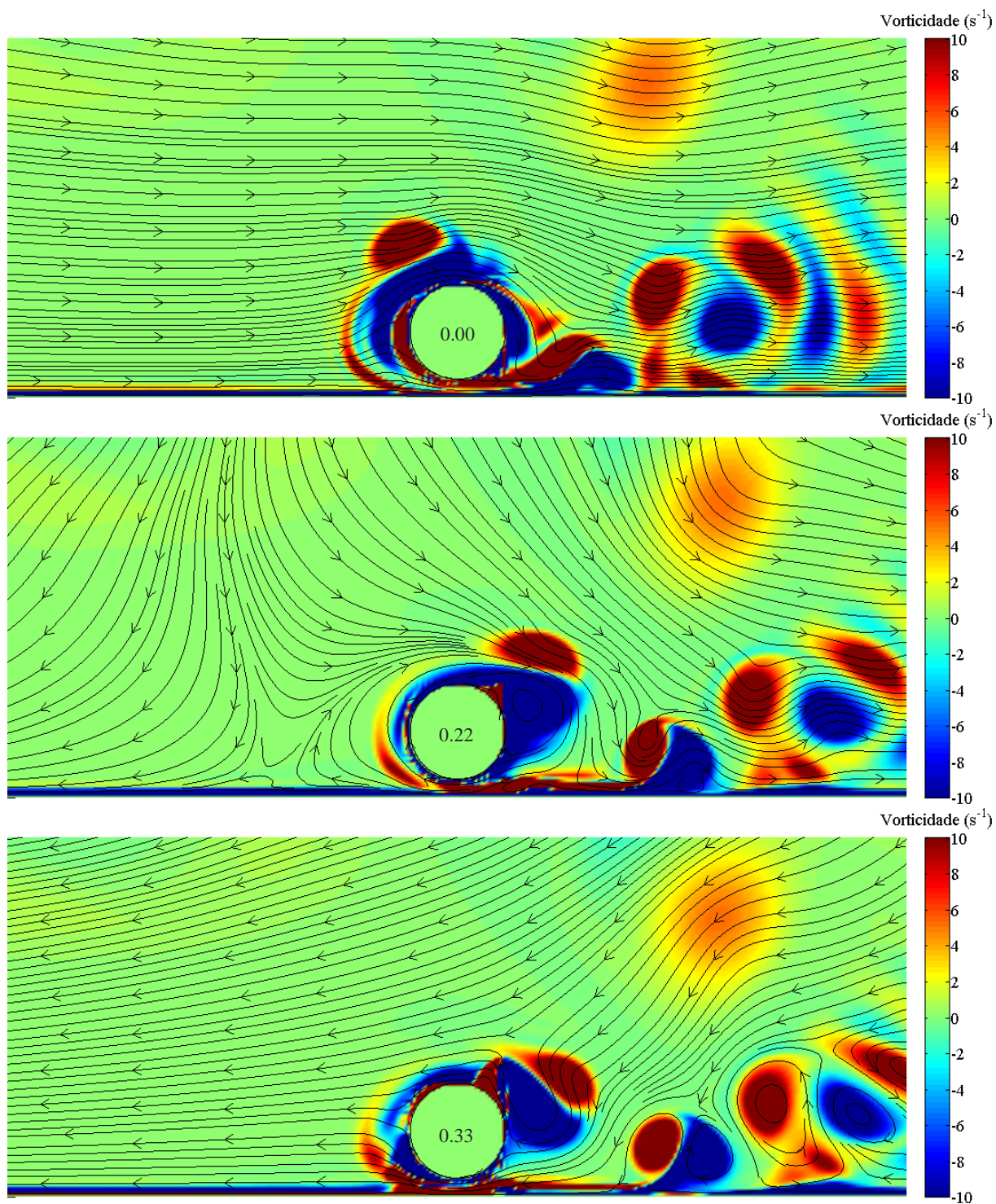


Figura 5.26 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32\_0.25 ( $e/D=0.25$ ):  $t/T=0.00$ ;  $t/T=0.22$ ;  $t/T=0.33$

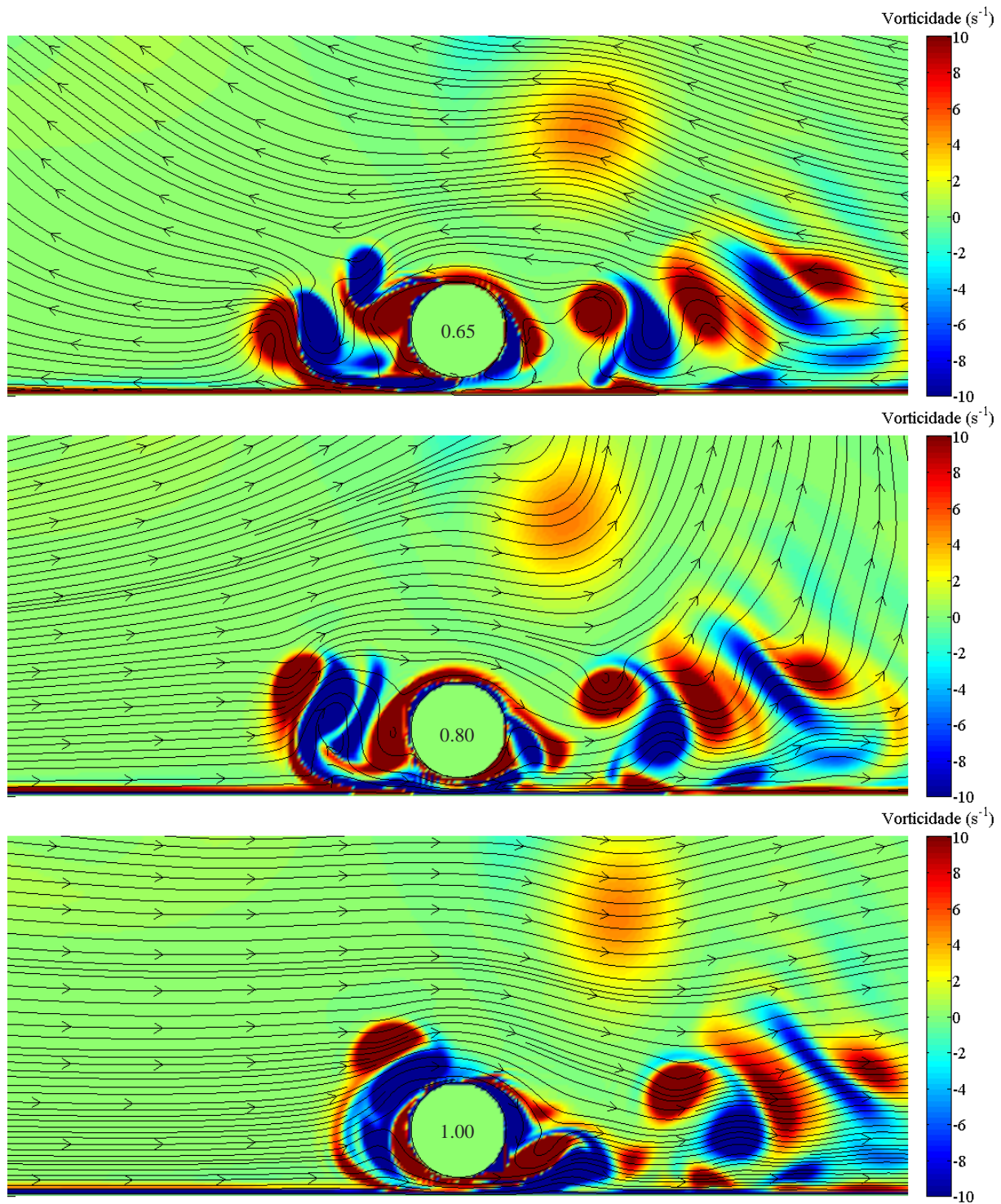


Figura 5.27 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32\_0.25 ( $e/D=0.25$ ):  $t/T=0.65$ ;  $t/T=0.80$ ;  $t/T=1.00$

Para a simulação v32\_0.25 (Figuras 5.26 e 5.27), com o cilindro a 0.50 cm do fundo, o regime de vorticidade continua a caracterizar-se pela emissão de vórtices pelo escoamento em jacto sob o cilindro mas, ao contrário do que ocorre para a simulação v32\_0.50, em que existe apenas a emissão de 1 vórtice por meio período de onda, neste caso, existe a emissão de um par de vórtices contra-rotativos pelo jacto. Neste caso a maioria dos desprendimentos ocorre no sentido de propagação das ondas e, quando a emissão de vórtices ocorre do lado esquerdo do cilindro, estes contornam o cilindro



e desprendem-se no sentido referido. É possível observar, para o instante  $t/T=0.22$ , à direita do cilindro os pares de vórtices que se desprenderam no sentido de propagação das ondas e, junto ao cilindro, um par de vórtices que se desprende à esquerda do cilindro e que entretanto contornou o cilindro.

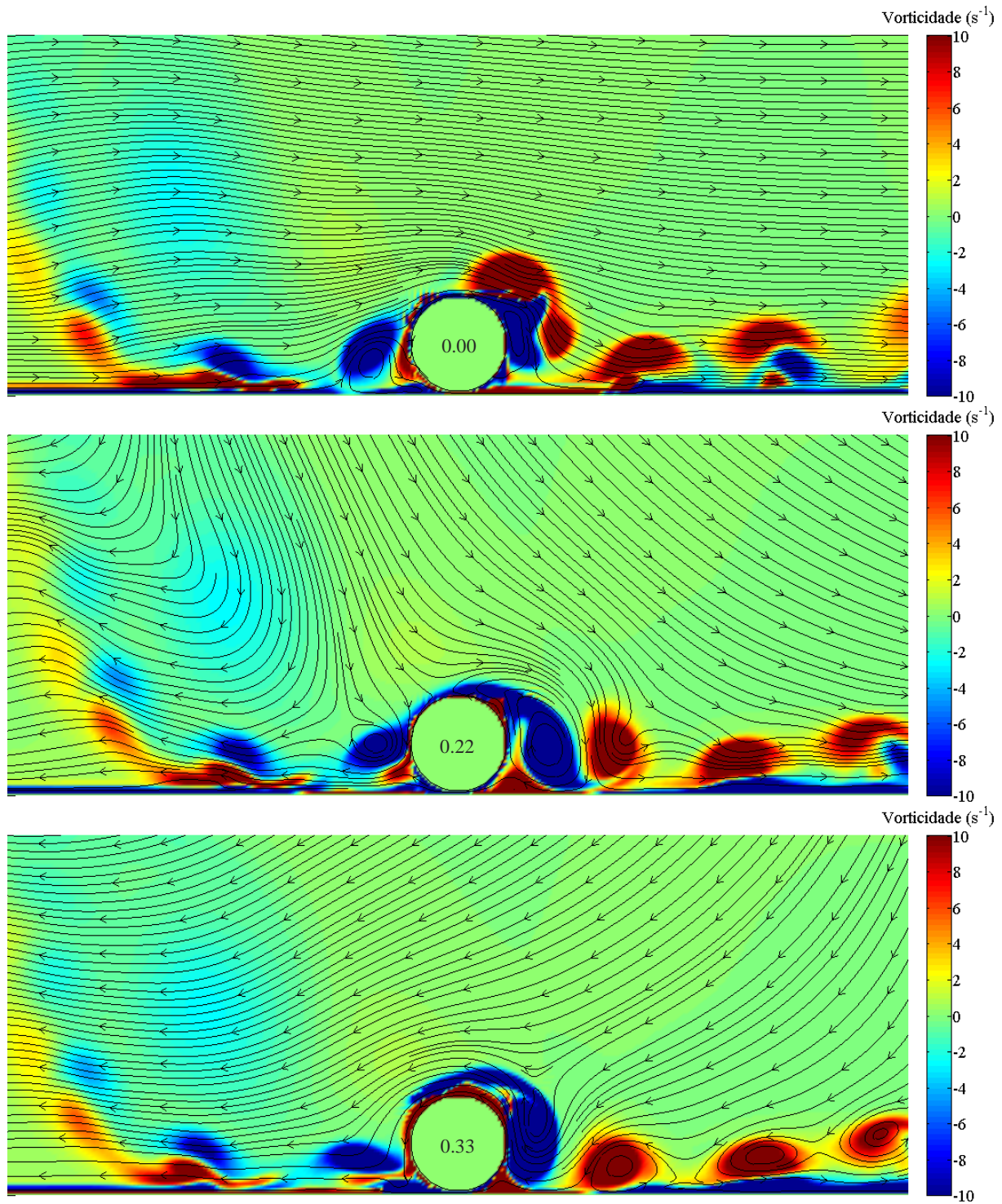


Figura 5.28 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32\_0.09 ( $e/D=0.09375$ ):  $t/T=0.00$ ;  $t/T=0.22$ ;  $t/T=0.33$

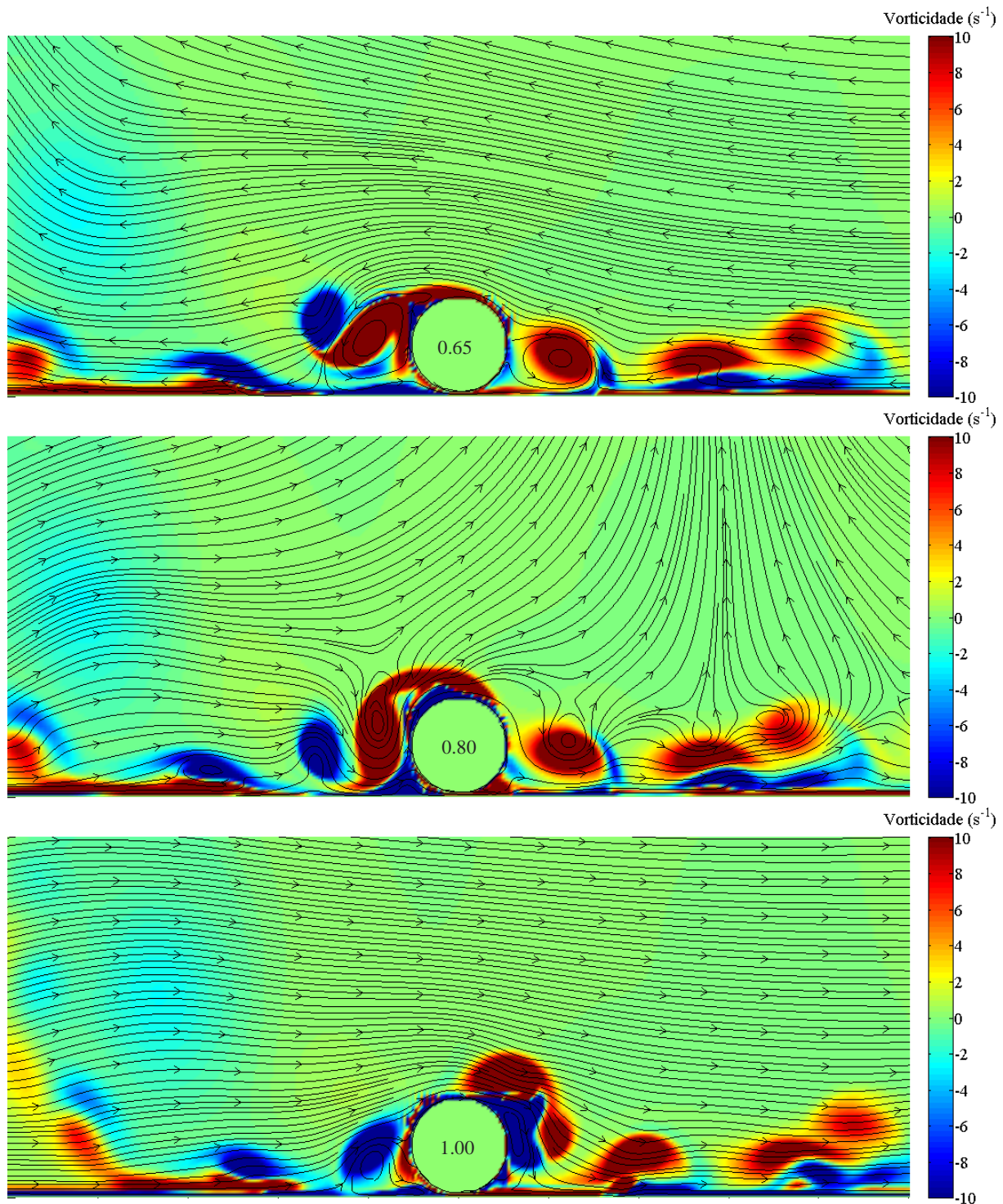


Figura 5.29 Linhas de corrente e vorticidade – simulação v32\_0.09 ( $e/D=0.09375$ );  $t/T=0.65$ ;  $t/T=0.80$ ;  $t/T=1.00$

Na simulação v32\_0.09 (Figuras 5.28 e 5.29), para  $e/D=0.09375$ , o regime de vorticidade é bastante diferente do da simulação v32\_0.25, uma vez que o principal regime de emissão de vórtices já não ocorre pelo escoamento em jacto sob o cilindro. Isto ocorre devido ao reduzido espaço que existe entre o cilindro e o fundo e que leva a que o escoamento tenha mais facilidade em contornar o cilindro em detrimento de escoar sob o mesmo. Assim, o principal regime de vorticidades caracteriza-se pela emissão de um vórtice por cada meio período de onda. No instante  $t/T=0.22$  é possível observar, à



direita do cilindro, a formação de um vórtice de rotação anti-horária. Junto a este vórtice encontra-se um vórtice de rotação contrária que se formou no lado oposto do cilindro e que se liberta deste lado do cilindro. No instante  $t/T=0.65$  já se encontra a formar o novo vórtice do lado esquerdo do cilindro e, simultaneamente, encontra-se a libertar o vórtice formado no instante  $t/T=0.22$ . Para além deste regime de vorticidades, por vezes existe um regime de vórtices secundário, onde existe a emissão de pequenos vórtices pelo escoamento em jacto, do lado oposto do cilindro onde se formam os principais vórtices ( $t/T=0.22$  e  $t/T=0.65$ ).

Apresenta-se ainda neste sub-capítulo o perfil de velocidades horizontais em função da distância ao fundo medido na simulação v32\_1.50 numa zona de escoamento não perturbada (sonda 3). Estes perfis de velocidades foram medidos para os instantes em que a crista se encontra sobre a sonda (Figura 5.30) e a cava se encontra sobre a sonda (Figura 5.31) e, para ambos os casos, foram considerados os valores médios das velocidades para 15 ondas no intervalo temporal de 55.096 s a 71.296 s. A análise deste perfil de velocidades é importante para se conhecer a espessura da camada limite do fundo. A camada limite do fundo é uma camada fina que se forma junto ao fundo e onde existe uma alteração do perfil de velocidades.

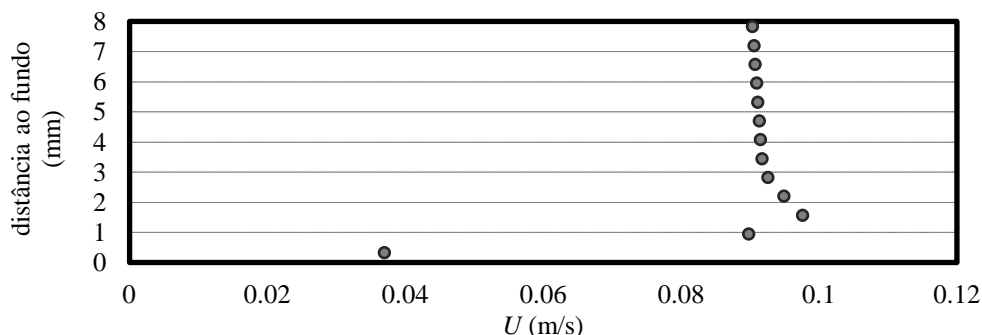


Figura 5.30 Perfil de velocidades horizontais na sonda 3 - crista

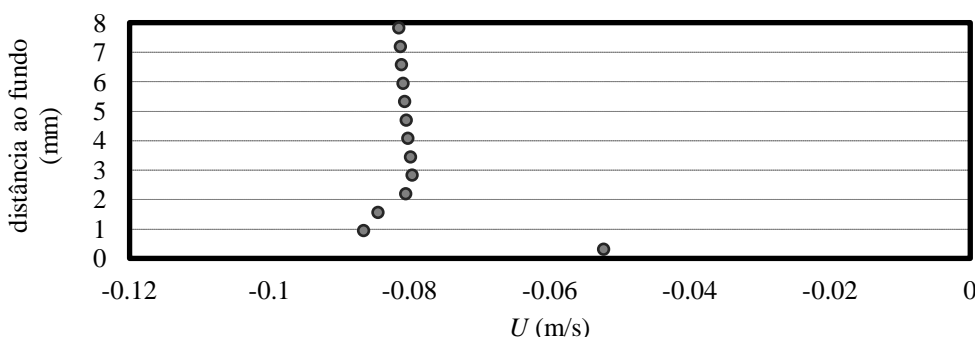


Figura 5.31 Perfil de velocidades horizontais na sonda 3 - cava

Analisando-se as Figuras 5.30 e 5.31, percebe-se que, junto ao fundo, devido à rugosidade do fundo e às forças de atrito, a velocidade tende para zero. Posteriormente, à medida que se afasta do fundo, a velocidade aumenta e depois decresce, mantendo-se aproximadamente constante a partir de uma certa distância ao fundo. Considerando como espessura da camada limite a distância mínima entre o fundo e o nível onde a velocidade fica constante, obtém-se uma distância de aproximadamente 3mm.

### 5.5. Validação do modelo numérico

Neste sub-capítulo validam-se os resultados do modelo através da comparação dos resultados experimentais disponíveis em Jarno-Druauxt *et al.* (1995) com os resultados das simulações efectuadas com o modelo numérico IH-2VOF obtidos na presente dissertação. Assim, são comparados perfis de velocidades horizontais não perturbadas, os valores médios das forças de sustentação para os vários casos de posicionamento de cilindro, os coeficientes adimensionais para os vários posicionamentos de cilindro e as linhas de corrente para dois caso de posicionamento de cilindro.

Apresentam-se nas Figuras 5.32 e 5.33 os perfis de velocidades horizontais em função da distância ao fundo obtidos no modelo numérico ( $U_{IH-2VOF}$ ) e obtidos nos resultados experimentais ( $U_{experimental}$ ). Na Figura 5.32 apresenta-se o perfil de velocidades para o instante em que a crista da onda se encontra sobre a sonda. E, na Figura 5.33, apresenta-se o instante em que a cava se encontra sobre a sonda. Para ambos os casos são apresentados valores médios calculados para 15 ondas.

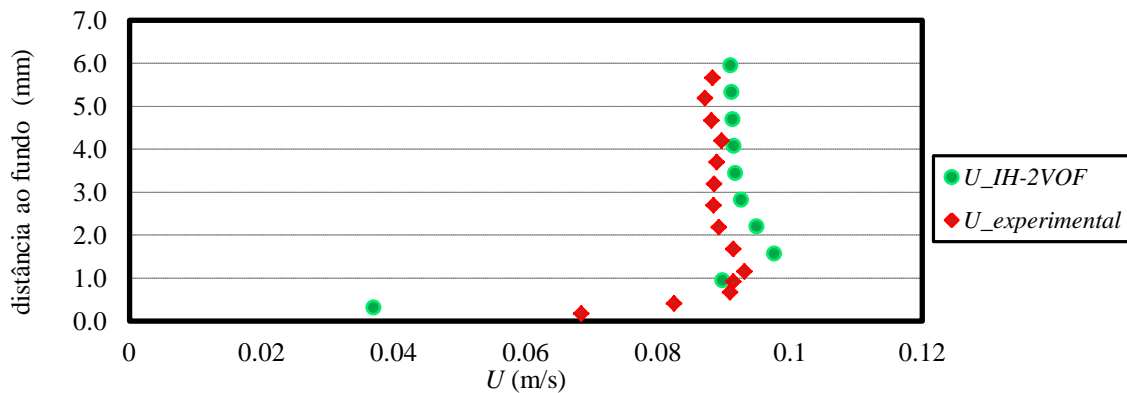


Figura 5.32 Perfil de velocidades horizontais modelado numericamente e experimental - crista

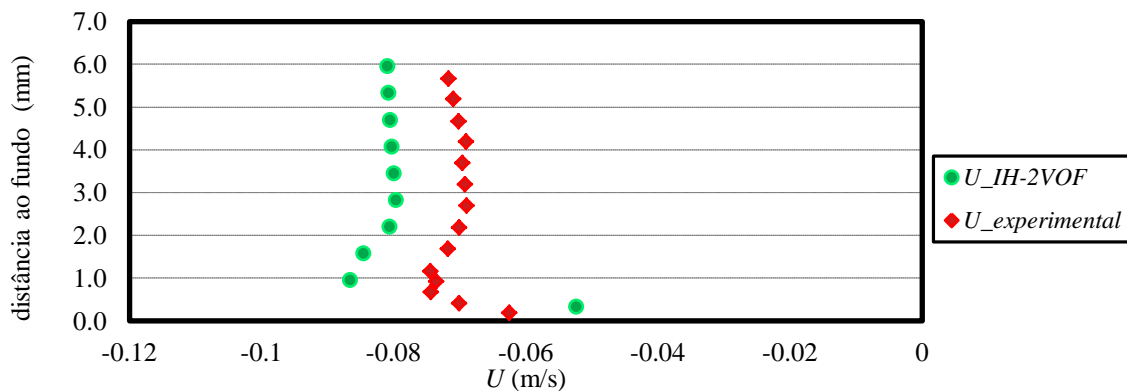


Figura 5.33 Perfil de velocidades horizontais modelado numericamente e experimental - cava

É possível observar que, para ambos os instantes analisados, as velocidades horizontais resultantes do modelo numérico ( $U_{IH-2VOF}$ ) e as velocidades horizontais medidas experimentalmente ( $U_{experimental}$ ) apresentam um andamento semelhante entre si. Para ambos os casos, à medida que se afasta do fundo, a velocidade em módulo apresenta um pequeno aumento e de seguida decresce e

toma valores aproximadamente constantes para uma distância ao fundo superior a 3 mm. Desta forma é possível concluir que a espessura da camada limite do fundo experimental e a do modelo numérico são semelhantes.

Apesar de os dois instantes analisados apresentarem um andamento semelhante, existem diferenças no valor da velocidade, já que o módulo das velocidades do modelo numérico é superior ao módulo das velocidades experimentais. Para o instante em que a crista da onda se encontra sobre a sonda (Figura 5.32) a variação relativa média entre  $U_{IH-2VOF}$  e  $U_{experimental}$  é de cerca de 4%. Por sua vez, para o instante em que a cava da onda se encontra sobre a sonda (Figura 5.33), a variação relativa média entre  $U_{IH-2VOF}$  e  $U_{experimental}$  é de cerca de 13%. Pode-se assim concluir que, em termos de velocidades não perturbadas junto ao fundo, o modelo numérico consegue modelar bem o escoamento quando este se dá no sentido de propagação das ondas mas, no sentido contrário, ainda que o andamento seja semelhante, existem diferenças nos valores de velocidades.

Os únicos resultados experimentais referentes a forças disponíveis em Jarno-Druauxt *et al.* (1995) são os valores médios das forças de sustentação ( $F_{L\_méd}$ ) para os vários posicionamentos de cilindro. Assim, na Figura 5.34, apresentam-se os valores médios das forças de sustentação obtidos com o IH-2VOF ( $FL_{IH-2VOF}$ ) e faz-se a comparação com os valores médios das forças de sustentação obtidos experimentalmente ( $FL_{experimental}$ ). Nesta análise foram considerados os valores médios das forças de sustentação para 15 ondas no intervalo temporal de 55.096 s a 71.296 s. É de salientar que, experimentalmente, foram ensaiados mais casos dos que foram simulados numericamente, com  $e/D$  entre 0.04 e 1.5.

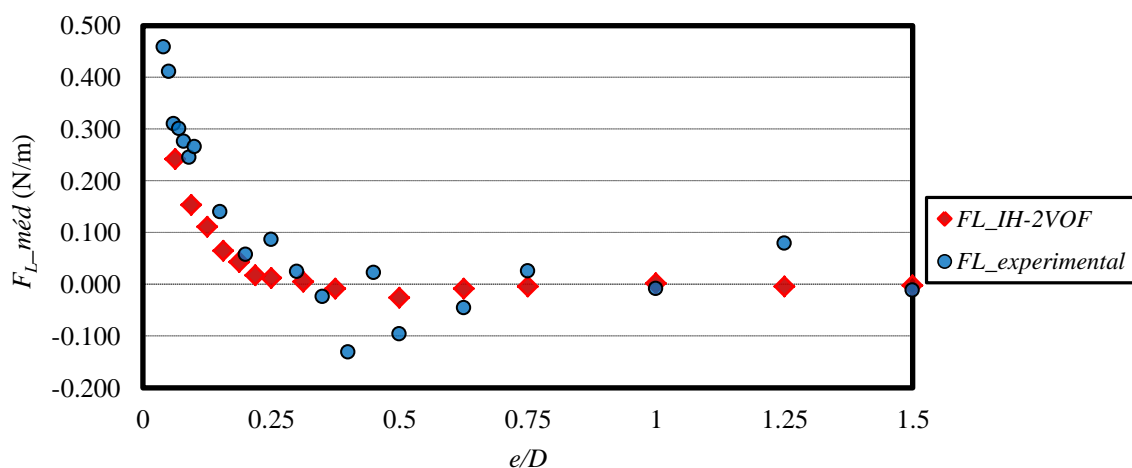


Figura 5.34 Valores médios das forças de sustentação modelados numericamente e experimentais

Analisando a Figura 5.34 é possível verificar que, para os vários posicionamentos do cilindro, os valores médios das forças de sustentação experimentais e numéricos apresentam um andamento muito semelhante entre si e, tal como se viu no sub-capítulo 5.2, apresentam tendências evidentes para intervalos de  $e/D$  bem definidos. Nos casos de  $e/D < 0.33$ , o cilindro apresenta uma tendência de

repulsão face ao fundo. Por sua vez, para os casos de  $0.33 < e/D < 0.75$ , o cilindro apresenta uma tendência de atracção ao fundo. Finalmente, para  $e/D > 0.75$ , em termos médios não existe nenhuma tendência de atracção ou repulsão do cilindro em relação ao fundo. As maiores diferenças entre os valores de  $F_{L\_méd}$  experimentais e numéricos ocorrem nos casos de  $0.33 < e/D < 0.75$ , em que os valores de  $FL\_experimental$  são, em geral, superiores a  $FL\_IH-2VOF$ . É também de destacar que, ao contrário do que verifica nos valores obtidos com o modelo numérico, existe uma grande variabilidade nos valores de  $FL\_experimental$ . Esta variabilidade pode estar associada, entre outras causas, a eventuais efeitos tridimensionais que tenham ocorrido nos ensaios experimentais.

De seguida comparam-se os valores dos coeficientes adimensionais experimentais e numéricos obtidos para os vários posicionamentos de cilindro em que os coeficientes de arrasto e inércia, tal como no caso experimental, foram calculados com a análise de Fourier e os coeficientes de sustentação foram calculados considerando a adimensionalização da média dos valores máximos ou mínimos das forças de sustentação. Assim, apresentam-se os valores médios dos coeficientes de arrasto resultantes do IH-2VOF e experimentais ( $C_{D\_IH-2VOF}$  e  $C_{D\_experimental}$ ), inércia resultantes do IH-2VOF e experimentais ( $C_{M\_IH-2VOF}$  e  $C_{M\_experimental}$ ), sustentação com o sentido oposto ao do fundo resultantes do IH-2VOF e experimentais ( $C_{L^+\_IH-2VOF}$  e  $C_{L^+\_experimental}$ ) e sustentação com o sentido do fundo resultantes do IH-2VOF e experimentais ( $C_{L^-\_IH-2VOF}$  e  $C_{L^-\_experimental}$ ), respectivamente, nas Figuras 5.35, 5.36, 5.37 e 5.38. Nesta análise, para além dos valores dos coeficientes, são também apresentadas as linhas de tendência, do tipo polinomial (*Poly.*) média móvel (*Mov. Avg.*) e potência (*Power.*), que estes coeficientes apresentam em função do parâmetro  $e/D$ .

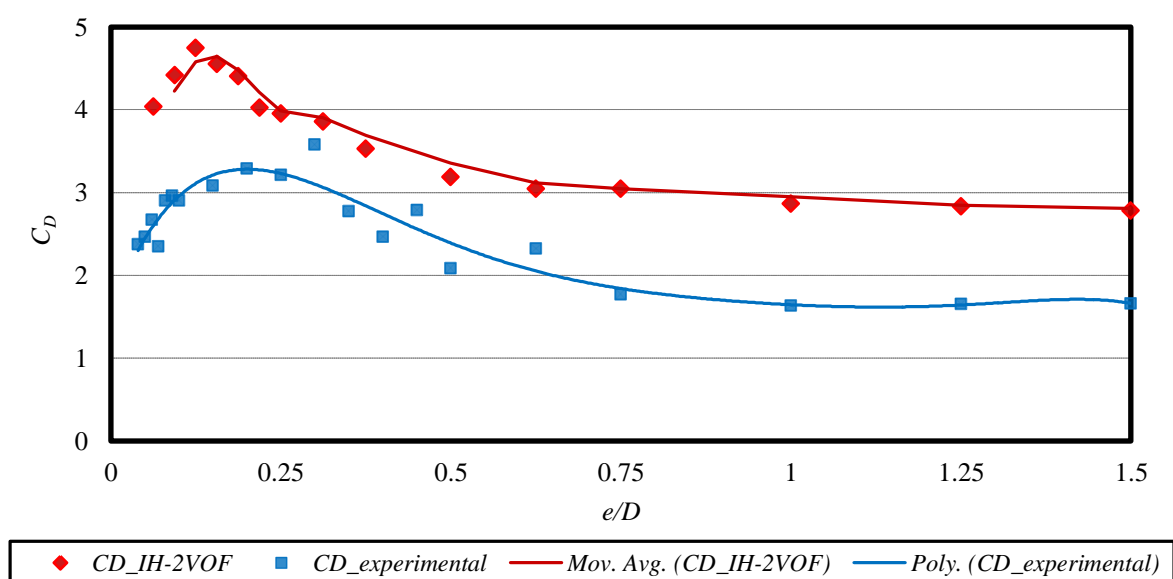


Figura 5.35 Coeficientes de arrasto – valores numéricos e experimentais

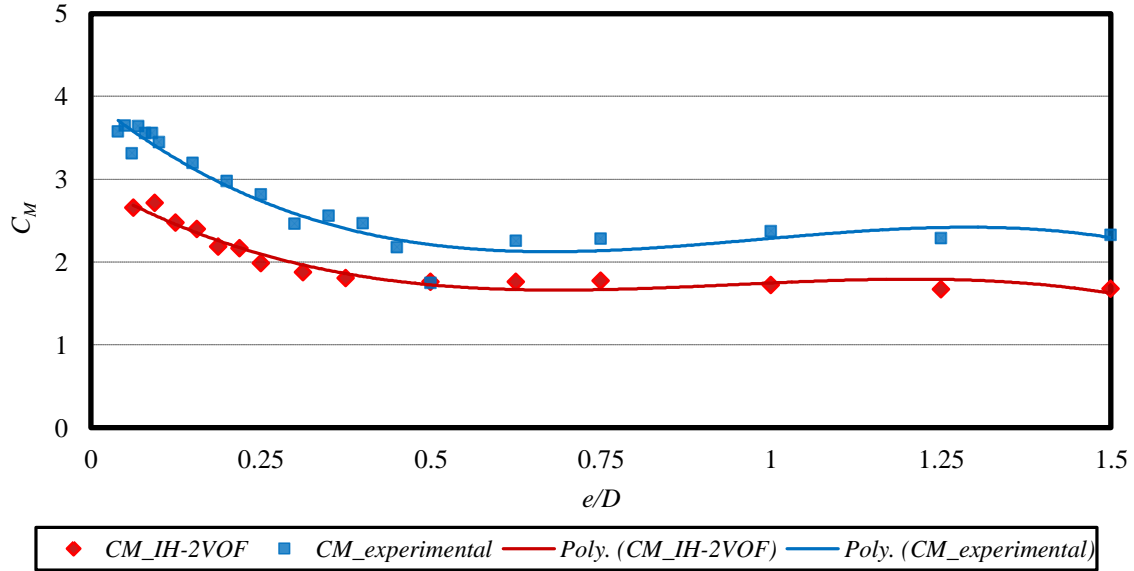


Figura 5.36 Coeficientes de inércia – valores numéricos e experimentais

Comparando as linhas de tendência dos coeficientes de arrasto (Figura 5.35) calculados utilizando os dados experimentais e os dados do IH-2VOF verifica-se que, para casos de  $0.20 < e/D \leq 0.75$ , a linha de tendência dos valores do modelo numérico é consistentemente cerca de 30% superior à linha de tendência dos valores experimentais mas que, para casos de  $e/D > 0.75$ , esta variação relativa aumenta para cerca de 70%. A variação existente entre as linhas de tendência, com destaque para o caso de  $e/D > 0.75$ , pode estar relacionado com a possibilidade da altura média de onda ( $H_m$ ) sobre o cilindro nos ensaios experimentais ser diferente da  $H_m$  numérica. Analisando os perfis de velocidades apresentados na Figura 5.33, percebe-se que existe uma diferença no perfil de velocidades e que poderá corresponder a uma alteração da configuração de onda. No entanto, não se dispõe de mais informação experimental que permita confirmar esta hipótese, existindo apenas informação da altura de onda incidente. Por outro lado, é possível observar que existe uma certa variabilidade nos coeficientes de arrasto experimentais, especialmente no intervalo de  $0.20 < e/D \leq 0.75$ , que pode estar associada, entre outras causas, a eventuais efeitos tridimensionais que tenham ocorrido nos ensaios experimentais.

Por sua vez, para os casos de  $e/D < 0.20$ , a linha de tendência experimental, apresenta uma diminuição evidente dos valores de  $C_D$ , traduzindo os resultados experimentais, o que não acontece na linha de tendência numérica que apenas apresenta a diminuição dos valores de  $C_D$  para valores de  $e/D$  inferiores a 0.125. Segundo Jarno-Druaux *et al.* (1995) esta redução dos valores dos coeficientes de arrasto é explicada pela imersão do cilindro na camada limite, que corresponde a uma zona de menor energia, onde a velocidade e a pressão são inferiores. Uma possível causa para a diferença entre os valores de  $e/D$  para o qual ocorre o valor máximo de  $C_D$  é a diferença que poderá existir na espessura conjunta das camadas limites do fundo e do cilindro. Tal como foi visto nas Figuras 5.32 e 5.33, a

espessura numérica e experimental da camada limite do fundo é semelhante, mas não existem dados experimentais relativos ao perfil de velocidades na zona central do cilindro, o que não permite comparar a influência do cilindro nesse perfil e estimar a camada limite conjunta, embora esta seja, mesmo a nível numérico, muito difícil de quantificar.

A linha de tendência dos coeficientes de inércia (Figura 5.36) obtidos para os vários casos de diferente posicionamento de cilindro obtidos com o modelo numérico ( $C_{M\_IH-2VOF}$ ) apresenta um comportamento semelhante à linha de tendência dos coeficientes de inércia experimentais ( $C_{M\_experimental}$ ), tomando valores cerca de 25% inferiores a estes. Em relação aos valores de  $C_{M\_experimental}$ , estes já não apresentam tanta variabilidade como acontecia no caso dos coeficientes de arrasto experimentais, com excepção do caso de  $e/D=0.5$ , em que o valor se afasta da linha de tendência de  $C_{M\_experimental}$  é praticamente igual ao valor de  $C_{M\_IH-2VOF}$ .

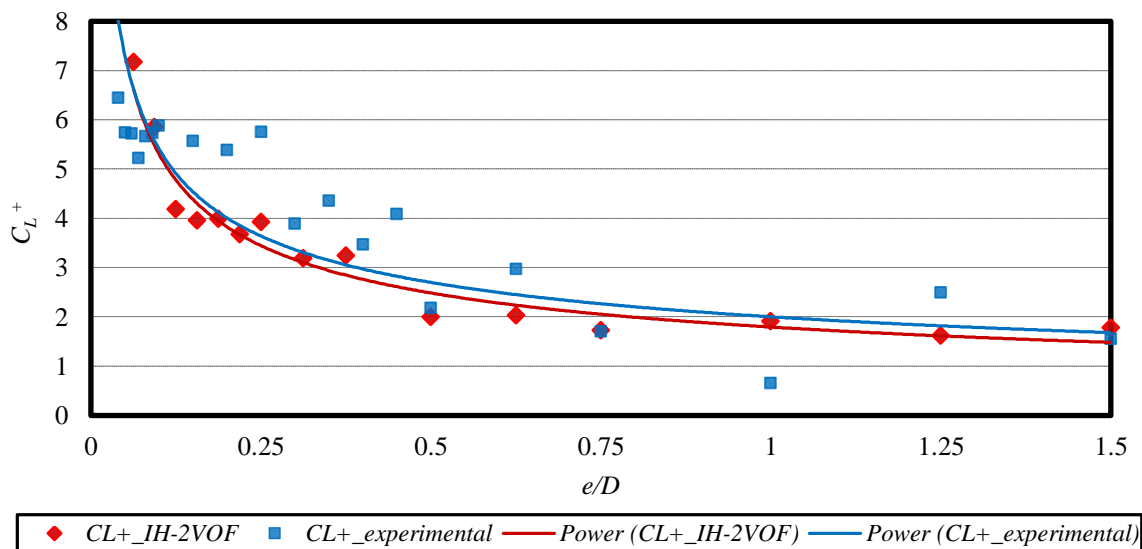


Figura 5.37 Coeficientes de sustentação com o sentido oposto ao do fundo – valores numéricos e experimentais

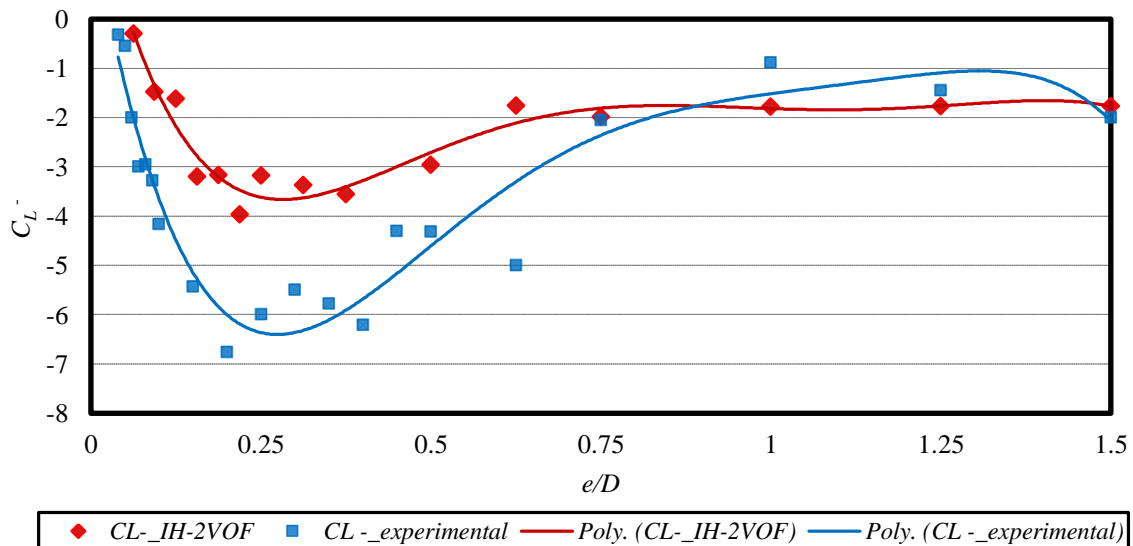


Figura 5.38 Coeficientes de sustentação com o sentido do fundo – valores numéricos e experimentais

As linhas de tendência dos coeficientes de sustentação numéricas e experimentais apresentam um comportamento semelhante, tanto para o coeficiente de sustentação com o sentido oposto ao do fundo,  $C_L^+$  (Figura 5.37), bem como no sentido do fundo,  $C_L^-$  (Figura 5.38). Para o caso de  $C_L^+$ , a linha de tendência de  $C_L^+_{IH-2VOF}$  tem uma variação máxima relativa a  $C_L^+_{experimental}$  de cerca de 10%. No caso de  $C_L^-$  as linhas de tendência numéricas e experimentais apresentam inflexões semelhantes mas a linha de tendência correspondente a  $C_L^-_{IH-2VOF}$  apresenta uma concavidade mais suave do que a linha de tendência de  $C_L^-_{experimental}$  e a variação máxima relativa entre as linhas de tendência é cerca de 50%. Tal como era esperado, os valores de  $C_L^+_{IH-2VOF}$  e  $C_L^-_{IH-2VOF}$ , no casos de  $e/D > 0.50$ , são aproximadamente constantes, uma vez que a influência do fundo deixa de se fazer sentir. No entanto, este comportamento não se verifica nos valores experimentais, demonstrando uma certa variabilidade nos resultados experimentais.

Na Figura 5.39 encontram-se representados os valores dos coeficientes adimensionais  $C_D$ ,  $C_M$ ,  $C_L^+$  e  $|C_L^-|$  para as simulações com as malhas mais refinadas no caso de  $e/D=0.50$  e que foram utilizadas na análise de sensibilidade apresentada no sub-capítulo 5.1. Assim, comparam-se os coeficientes adimensionais obtidos experimentalmente com os obtidos com o modelo IH\_2VOF para diferentes refinamentos da malha (simulações v32\_0.50, v40\_0.50, v50\_0.50 e v64\_0.50).

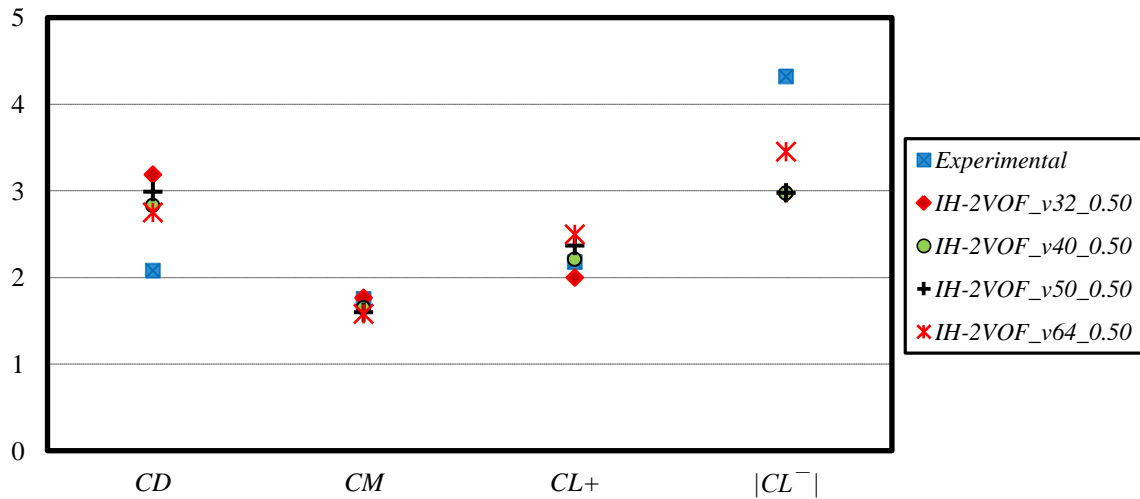


Figura 5.39 Coeficientes de arrasto, inércia e sustentação obtidos numericamente e experimentalmente para diferentes simulações e para o caso de  $e/D=0.50$

Da Figura 5.39 é possível constatar que, no caso dos valores dos coeficientes de arrasto ( $C_D$ ), de inércia ( $C_M$ ) e de sustentação com o sentido oposto ao do fundo ( $C_L^+$ ), a utilização de malhas mais refinadas não provoca variações significativas nos valores dos coeficientes modelados numericamente, ou seja, não altera significativamente o seu ajuste aos resultados experimentais. No entanto, nota-se uma ligeira melhoria do coeficiente de sustentação com o sentido do fundo ( $C_L^-$ ) na simulação com 64 células por diâmetro: a variação relativa do valor numérico de  $C_L^-$  ao experimental passa de 31% para 20% quando se utiliza, respectivamente, a simulação com 32 células por diâmetro (v32\_0.50) e a simulação com 64 células por diâmetro (v64\_0.50).

De forma análoga ao que foi apresentado na Figura 5.39, na Figura 5.40 apresentam-se os coeficientes adimensionais ( $C_D$ ,  $C_M$ ,  $C_L^+$  e  $|C_L^-|$ ) obtidos numericamente e experimentalmente para o caso de  $e/D=0.125$ . Neste caso de  $e/D$ , apenas se comparam os resultados dos coeficientes experimentais com coeficientes numéricos de duas simulações: a simulação base, utilizada na restante análise de resultados, com 32 células por diâmetro de cilindro (v32\_0.13) e a simulação com uma malha um pouco mais refinada, com 40 células por diâmetro de cilindro (v40\_0.13).

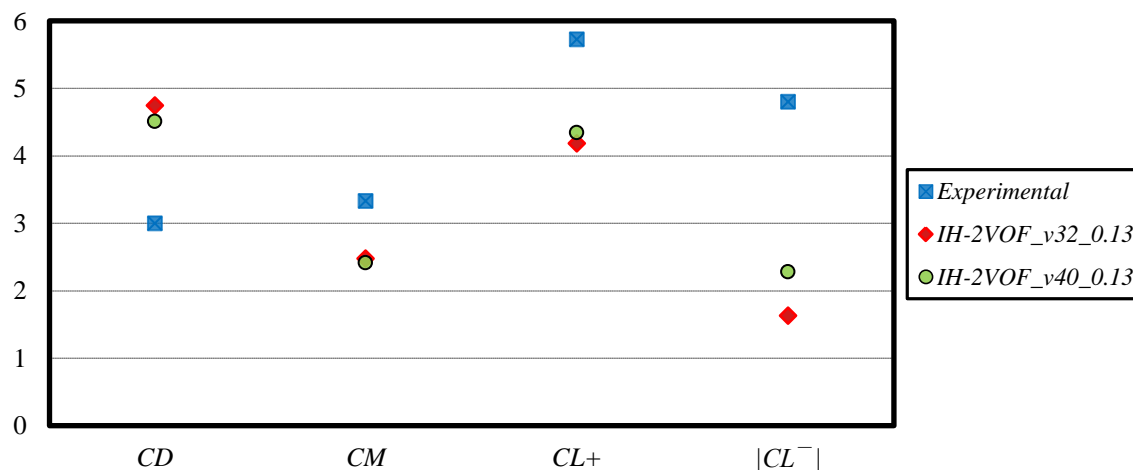


Figura 5.40 Coeficientes de arrasto, inércia e sustentação obtidos numericamente e experimentalmente para diferentes simulações e para o caso de  $e/D=0.125$

Através da Figura 5.40 é possível observar que a utilização de uma malha mais refinada, com 40 células/ $D$ , não provoca variações significativas nos valores dos coeficientes de arrasto ( $C_D$ ), de inércia ( $C_M$ ) e de sustentação com o sentido oposto ao do fundo ( $C_L^+$ ). No entanto, tal como se verifica no caso de  $e/D=0.50$ , para o coeficiente de sustentação com o sentido do fundo ( $C_L^-$ ) existe uma melhoria do coeficiente, uma vez que a variação relativa destes em relação aos valores experimentais diminui cerca de 10%.

De uma forma geral, as linhas de tendência numéricas e experimentais dos vários coeficientes adimensionais em função de  $e/D$  apresentam um andamento muito semelhante. No entanto, tal como se viu, existem algumas diferenças significativas ao nível das variações relativas entre as linhas de tendência. Em relação aos coeficientes de arrasto, nos casos de  $e/D$  pequenos, existem diferenças de comportamento, nomeadamente no valor de  $e/D$  correspondente ao valor máximo do coeficiente de arrasto. Para os restantes casos de  $e/D$  as linhas de tendência dos coeficientes de arrasto apresentam o mesmo andamento com variações relativas de 30% e 70%. No caso dos coeficientes de inércia, as linhas de tendência apresentam uma variação relativa de 25% para todos os casos de  $e/D$ . Finalmente, no caso dos coeficientes de sustentação, o andamento das linhas de tendência é semelhante e as variações relativas máximas entre as linhas numéricas e experimentais são de 10% para os coeficientes de sustentação com o sentido oposto ao do fundo e 50% para os coeficientes de sustentação com o sentido do fundo.



Por forma a comparar os escoamentos obtidos experimentalmente e através da modelação numérica, apresentam-se nas Figuras 5.41 e 5.42 as linhas de corrente experimentais e numéricas para 5 instantes de tempo e, respectivamente, para o caso de  $e/D$  de 0.50 e 0.09 (0.09375 nas simulações numéricas). Do lado esquerdo das figuras encontram-se representadas as linhas de corrente experimentais e do lado direito as linhas de corrente obtidas com o modelo numérico. Ao nível das linhas de corrente numéricas estes dois casos de  $e/D$  encontram-se no sub-capítulo 5.4, respectivamente, nas Figuras 5.24 e 5.25 e nas Figuras 5.28 e 5.29. Tal como já foi referido anteriormente, o instante  $t/T=0$  corresponde ao instante em que a crista de uma onda se encontra sobre o cilindro.

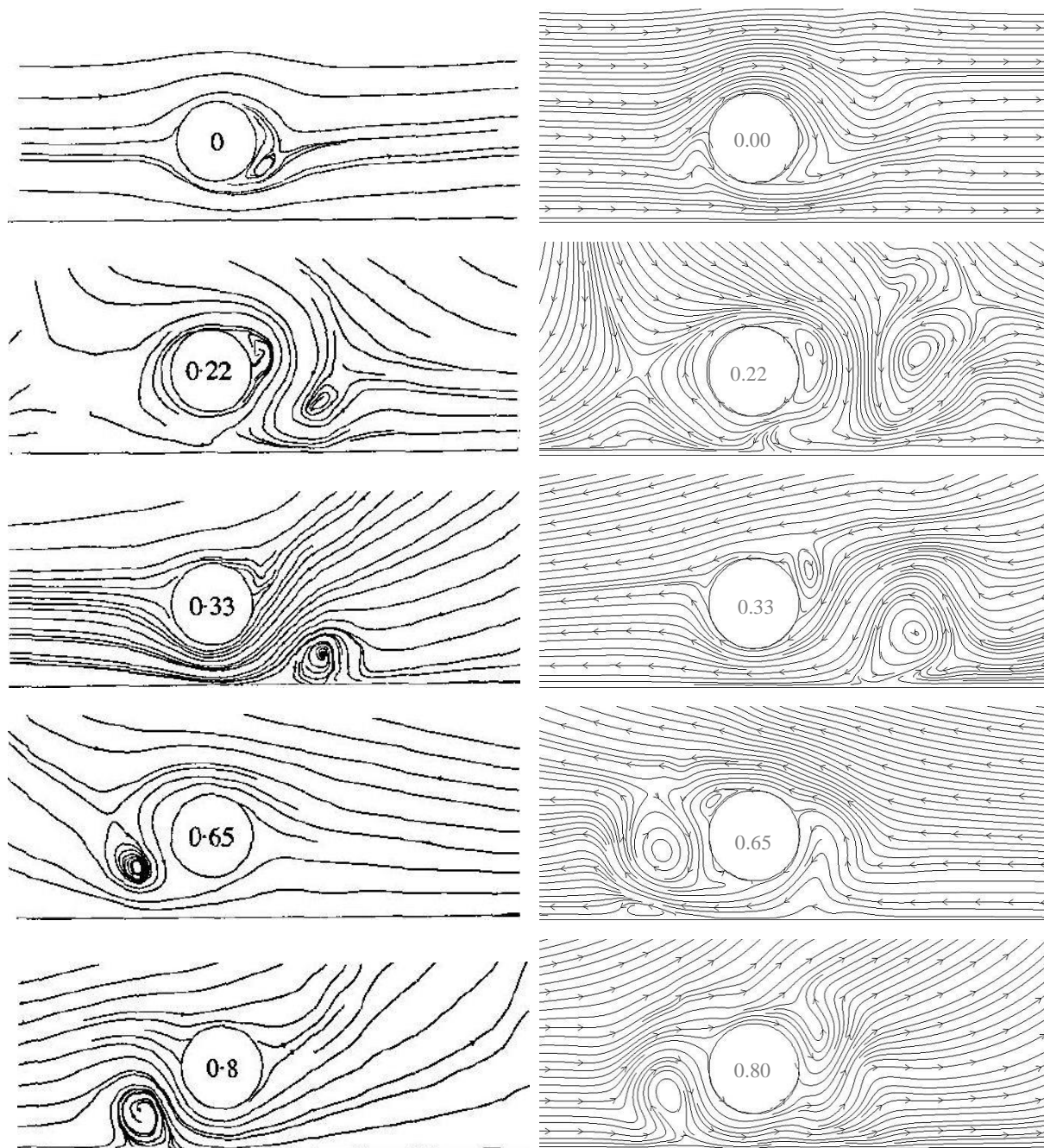


Figura 5.41 Linhas de corrente experimentais (esquerda) e numéricas (direita) – caso de  $e/D=0.50$

Para o caso de  $e/D=0.50$ , apresentado na Figura 5.41, é possível perceber que, para os vários instantes de tempo ( $t/T$ ), as linhas de corrente experimentais e numéricas são muito semelhantes. Para ambos os casos existe um escoamento em jacto sob o cilindro e é através deste que é libertado, em cada meio período, um vórtice. O primeiro vórtice, com rotação anti-horária, pode ser observado no instante  $t/T=0.22$ . Após se dar a inversão do escoamento, agora com o sentido contrário à propagação das ondas, liberta-se o segundo vórtice como se encontra representado no instante  $t/T=0.65$ . Ambos vórtices, após se libertarem, dirigem-se para o fundo, como se pode observar nos instantes  $t/T=0.33$  e  $t/T=0.80$ .

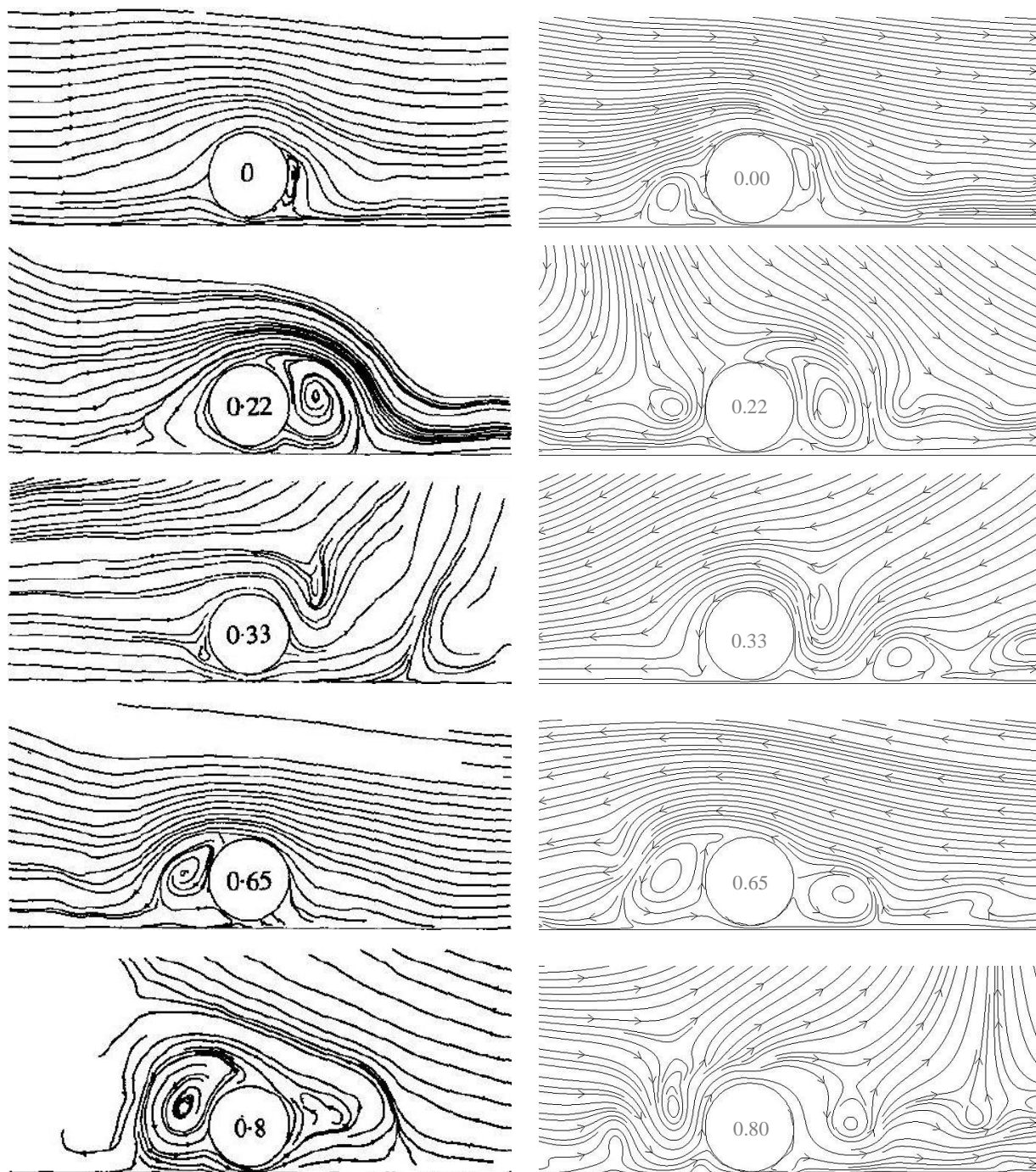


Figura 5.42 Linhas de corrente experimentais (esquerda) e numéricas (direita) – caso de  $e/D=0.09$

Para o caso de  $e/D=0.09$  ( $e/D=0.09375$  no caso da modelação numérica), apresentado na Figura 5.42, as linhas de correntes experimentais e numéricas apresentam um comportamento semelhante em que, por cada meio período de onda, existe a formação de um vórtice junto ao cilindro. No instante  $t/T=0.22$  é possível observar a formação do primeiro vórtice de rotação horária e, por sua vez, para  $t/T=0.65$ , observa-se a formação do segundo vórtice de rotação anti-horária. No caso experimental estes vórtices dissipam mais rapidamente do que no caso numérico onde, com a inversão do escoamento, os vórtices contornam o cilindro e posteriormente é que se desprendem e dissipam. Esta diferença poderá dever-se ao facto de não se estar a comparar exactamente o mesmo caso de posicionamento de cilindro, já que no caso experimental as linhas de corrente apresentadas são para um valor de  $e/D$  de 0.09, e no caso numérico,  $e/D$  toma o valor de 0.09375. Como tal, o regime de vorticidades pode encontrar-se alterado. Tal como já se referiu no sub-capítulo 5.4, para este caso de posicionamento de cilindro existe um regime de vorticidade secundário, onde ocorre a emissão de pequenos vórtices pelo escoamento em jacto mas também, para este regime, existem diferenças entre os escoamentos experimentais e numéricos. Em Jarno-Druaux *et al.* (1995) é descrito que a emissão destes pequenos vórtices ocorre para cada meio período de onda mas, no caso numérico, tal não se verifica e a emissão destes não ocorre para todas as ondas. Esta diferença pode dever-se à pouca definição que existe na malha sob o cilindro onde, para este caso, existem apenas três células o que poderá levar a uma modelação do escoamento incorrecta.

Através das Figuras 5.41 e 5.42 é possível concluir que, em geral, o escoamento obtido com o modelo numérico é bastante semelhante ao observado nos ensaios experimentais, o que vem na sequência dos resultados obtidos para os coeficientes adimensionais que, de uma forma global, também apresentam um comportamento semelhante entre si.



## 6. CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO

Neste trabalho aplicou-se o modelo numérico IH-2VOF ao estudo de emissários submarinos colocados a diferentes distâncias do fundo e sujeitos à acção das ondas, tendo sido estudados os fenómenos envolvidos na interacção onda-estrutura e os parâmetros do escoamento, nomeadamente velocidades, vorticidades, além das forças actuantes no cilindro. Uma vez que os dados de saída do modelo não contemplam os parâmetros de interesse para o tipo de estrutura em estudo nesta dissertação, foi necessário criar ferramentas computacionais em MATLAB que, com base nos dados de saída do modelo, permitissem, entre outras funcionalidades, ler o ficheiro de resultados de pressões em torno do cilindro, calcular as forças que actuam no mesmo e, com base nelas, calcular os coeficientes de arrasto, inércia e sustentação. Com estas ferramentas computacionais calcularam-se todas as grandezas pretendidas e, posteriormente, compararam-se com dados resultantes de ensaios em modelo físico à escala reduzida disponíveis na literatura (Jarno-Druauxt *et al.*, 1995), permitindo desta forma a validação do modelo IH-2VOF.

Para a correcta aplicação do modelo, foi necessário definir o nível de refinamento de malha adequado ao estudo dos fenómenos e grandezas pretendidas e, para tal, foi realizada uma análise de sensibilidade dos resultados do modelo à dimensão da malha utilizada. Para tal foram realizadas 6 simulações para um caso de estudo de um cilindro de 2 cm de diâmetro, localizado a 1 cm do fundo, com 6 malhas distintas, respectivamente, com 10, 20, 32, 40, 50 e 64 células por diâmetro do cilindro. Esta análise de sensibilidade permitiu concluir que são necessárias pelo menos 32 células por diâmetro de cilindro,  $D$ , para que o valor das forças no cilindro não difira mais de 12% em relação à simulação com a malha mais refinada. Assim, as seguintes simulações foram realizadas utilizando-se uma malha com 32 células/ $D$ , que corresponde à maior dimensão da malha para a qual se obtiveram resultados em convergência clara com os valores da situação mais refinada.

Para estudar o efeito da proximidade do cilindro ao fundo nas forças no cilindro utilizou-se como malha base a malha com 32 células/ $D$  e simularam-se 15 casos nos quais se variou a distância do cilindro ao fundo desde 0.125 cm até 3 cm.

Com base nos resultados do modelo foram analisadas as várias componentes das forças dinâmicas que actuam no cilindro, nomeadamente as forças horizontais totais e as forças de sustentação.

Quanto às forças horizontais, o seu sentido vai-se alternando consoante a fase da onda que passa sobre o cilindro, tendo-se verificado que as forças horizontais que actuam no sentido de propagação das ondas têm valores cerca de 6% mais elevados que as que actuam no sentido contrário à referida propagação. Relativamente ao andamento das forças horizontais com a variação da distância do cilindro ao fundo, verificou-se que, para o caso de estudo, estas crescem à medida que o cilindro se

afasta do fundo até atingirem um máximo para uma distância ao fundo de aproximadamente 0.25 cm, posicionamento a partir do qual as forças vão diminuindo até convergirem para um valor relativamente constante para uma distância ao fundo superior a 1 cm, onde já não se faz sentir a influência do fundo.

No caso das forças de sustentação, quando estas têm o sentido oposto ao do fundo, atribui-se a designação de  $F_L^+$  e, caso contrário,  $F_L^-$ . Ao contrário do que ocorre para as forças horizontais totais, as forças de sustentação apresentam um comportamento distinto consoante o sentido que tomem. À medida que o cilindro se afasta do fundo o valor da força  $F_L^+$  diminui, convergindo para um valor relativamente constante quando o cilindro dista do fundo mais que 1 cm. Por sua vez, a força  $F_L^-$  toma valores quase nulos para o caso do cilindro com a menor distância ao fundo, 0.125 cm, apresentando posteriormente um aumento do seu valor até que atinge um máximo para o caso de distância do cilindro ao fundo de 0.62 cm, diminuindo a partir deste posicionamento.

Relativamente aos coeficientes adimensionais de arrasto,  $C_D$ , e de inércia,  $C_M$ , frequentemente utilizados pelos projectistas no dimensionamento de emissários submarinos, estes foram calculados com base na série temporal das forças horizontais totais mediante a aplicação de diferentes métodos, nomeadamente, o método de Morison, a análise de Fourier e o método dos mínimos quadrados. Para os vários casos de posicionamento de cilindro, foi feita uma análise comparativa dos valores dos coeficientes calculados pelos diferentes métodos, tendo-se obtido valores próximos entre si, mas com variações relativas que chegam a 30%. A partir dos coeficientes  $C_D$  e  $C_M$  calculados pelos diferentes métodos, foi realizado o processo inverso e, recorrendo à equação de Morison, calcularam-se as séries temporais das forças horizontais totais previstas que resultariam da aplicação directa desta fórmula. Foi possível concluir que, para este caso de estudo, os coeficientes que melhor representam as forças horizontais medidas são os calculados pela análise de Fourier.

Finalmente para a validação do modelo numérico IH-2VOF foram comparadas algumas grandezas obtidas numéricas com os resultados experimentais disponíveis em Jarno-Druauxt *et al.* (1995), destacando-se a comparação dos coeficientes adimensionais em função do posicionamento do cilindro, nomeadamente os coeficientes de arrasto, coeficientes de inércia, coeficientes de sustentação com o sentido oposto ao do fundo,  $C_L^+$ , e os coeficientes de sustentação com o sentido do fundo,  $C_L^-$ . Para os vários posicionamentos de cilindro, as linhas de tendência numéricas e experimentais dos vários coeficientes adimensionais apresentam um andamento muito semelhante. Existem, no entanto, algumas diferenças significativas ao nível das variações relativas entre as linhas de tendência. Em relação aos coeficientes de arrasto, os valores numéricos são mais elevados que os experimentais e as linhas de tendência apresentam variações relativas de 30% e 70%. No caso dos coeficientes de inércia as linhas de tendência apresentam uma variação relativa de 25% para todos os posicionamentos de cilindro, com os valores numéricos inferiores aos experimentais. Finalmente, no caso dos coeficientes de sustentação, o andamento das linhas de tendência também é semelhante e as variações relativas

máximas entre as linhas numéricas e experimentais são de 10% para os coeficientes de sustentação com o sentido oposto ao do fundo e 50% para os coeficientes de sustentação com o sentido do fundo. Analisaram-se ainda as linhas de corrente, verificando-se que o escoamento obtido com o modelo numérico é bastante semelhante ao observado nos ensaios experimentais, com uma formação e libertação de vórtices também semelhante. Dada a complexidade do escoamento analisado, consideram-se que os resultados obtidos foram bastante satisfatórios.

Como trabalhos futuros, seria interessante a realização de ensaios em modelo físico de uma situação semelhante à que é apresentada no caso de estudo deste trabalho mas com um cilindro de maiores dimensões e com todos os parâmetros que envolvem a experimentação bem controlados, registados e disponíveis, para que posteriormente a comparação com os resultados do modelo numérico fosse mais fácil e precisa. A nível de modelação numérica, seria interessante fazer-se, para um caso em que o cilindro estivesse mais próximo do fundo, com uma distância ao fundo menor que meio diâmetro, uma análise de sensibilidade da dimensão da malha nas forças resultantes no cilindro, usando como parâmetro de controlo o número de células entre o fundo e o cilindro. E por último, seria interessante fazer uma análise da influência da rugosidade do cilindro e do fundo nas respectivas dimensões das camadas limites e, posteriormente, analisar a influência que estas têm nos esforços que actuam no cilindro.





## BIBLIOGRAFIA

- AFONSO, Cristina; FIGUEIRA, Pedro; EPIFANÊO, Lisete – Projecto do Emissário Submarino da ETAR Lagoa/Meco. 5<sup>as</sup> Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária. Lisboa, 2007.
- DEAN, Robert G.; DALRYMPLE, Robert A. - **Series on Ocean Engineering: Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists**, Vol.2. Singapore: World Scientific, 2000.
- DET NORSE VERITAS - **Rules for Submarine Pipeline Systems**. Oslo: Det Norske Veritas, 1981.
- FREITAS, Sérgio - Proposta de Metodologia de Projeto de Sistemas de Disposição Oceânica de Esgotos Sanitários em Localidades de Pequeno Porte. Rio de Janeiro: Faculdade de Engenharia da Universidade do Estado do Rio de Janeiro. 2010. Tese de mestrado.
- FRIGAARD, P.; BURCHARTH, H. - Waves Loads on Cylinders. CEEC COMETT Seminar on Wave and Ice Forces on Offshore Structures. Salford: University of Salford, 1989.
- IH-2VOF, INSTITUTO DE HIDRAÚLICA: UNIVERSIDADE DE CANTÁBRIA - **Model**. Cantábria: Universidade de Cantábria. [Consult. 09 Fev. 2013]. Disponível na internet: <URL:<http://ihcantabria.com/IH2VOF/model>>.
- JARNO-DRUAUXT, A.; SAKOUT, A.; LAMBERT, E. - Interference Between a Circular Cylinder and a Plane Wall Under Waves. Journal of Fluids and Structures. Nº 9 (1995) p. 215-230.
- JOURNÉE, J.; MASSIE, W. - **Offshore Hydromechanics**. 1<sup>st</sup> ed. Delft: Delft University of Technology, 2001.
- KARLSEN, Tom - **Technical Catalogue for Submarine Instalations of Polyethylene Pipes**. Pipelife Norge AS, 2002.
- MANUAL DE MARIFE - **Modelo Avanzado RANS para la Interacción Flujo Estructura**. Manual del usuário version 1.01, 2005.
- MÉHAUTÉ, Bernard - **An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves**. New York: Springer-Verlag, 1976.
- MOTA, Nuno - Influência da Direcção da Propagação na Pressão em Torno de um Quebra-mar Submerso. Lisboa: Instituto Superior Técnico. 2009. Tese de mestrado.

- NEVES, Maria da Graça; REIS, Maria Teresa - Comportamento Estrutural de Emissários Submarinos - Emissários Submarinos em Portugal. Lisboa: LNEC, Departamento de Hidráulica e Ambiente - Núcleo de Portos e Estruturas Marítimas, 2003.
- PALMER, Andrew C.; KING, Roger A. - **Subsea Pipeline Engineering**. Oklahoma: PenWell Corporation, 2008.
- PATRÍCIO, Tiago - Modelação numérica do galgamento de quebra-mares de talude. Lisboa: Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa. 2012. Tese de mestrado.
- PLASTICS PIPE INSTITUTE - Chapter 10: Marine Installations. 2<sup>nd</sup> ed. In **Handbook of Polyethylene Pipe**. Texas: Plastic Pipe Institute, 2007.
- ROBERTS, Philip; SALAS, Henry; REIFF, Fred; LIBHABER, Menahem; LABBE, Alejandro; THOMSON, James - **Marine Wastewater Outfalls and Treatment Systems**. London: IWA Publishing, 2010.
- SILVA, Sérgio - Modelação Numérica da Interacção Onda-Estrutura em Emissários Submarinos. Lisboa: Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa. 2012. Tese de mestrado.
- SUMMER, B.; FREDSOE, J. - **Advanced Series on Ocean Engineering - Hydrodynamics Around Cylindrical Structures**. Rev. ed. Vol. 26. Denmark: World Scientific, 2006.

## Anexo A – Ferramenta MATLAB *Automatismo\_auto.m*

---

```
close all
clear all
clc

disp('### Dissertação de Mestrado - João Inverno ###');
disp('##### AUTOMATISMO #####');
disp(datestr(now));

%Escolha do caminho da corrida
%Ir ao directório correcto e devolver o número de ficheiros
path=uigetdir('C:\Users\casualfriday\Desktop\Corridas','Caminho da Corrida');
disp(path);
caso='p';
wgfiles=dir(strcat(path,caso));
numfiles=length(wgfiles)-2;
clave=caso;
caso=strcat(caso);

% Saber a unidade do IH-VOF
unidades=str2double(inputdlg('Unidades?      m -> 1 ; cm -> 2','unidades?'));
    if unidades==1
        unidades2=1;
    else
        unidades2=10^-2;
    end

%Abre o input para extrair dimensão da malha
INPUT=[path '\input' ] ;
fid=fopen(INPUT);
fgetl(fid);
for i=1:40
    A=fgetl(fid);
    if i==17      B=fgetl(fid);      end
    if i==18      C=fgetl(fid);      end
end

dum=find(B==' ');
nivel=str2num(B(dum(1)+1: dum(2)-1));
dum=find(C==' ');
xini=str2num(C(dum(2)+1: dum(3)-1));
xfin=str2num(C(dum(3)+1:dum(4)-1));
yini=str2num(C(dum(4)+1: dum(5)-1));
yfin=str2num(C(dum(5)+1: dum(6)-1));
xc=load([path '\xc']);
yc=load([path '\yc']);
xc(1:xini-1)=[];
xc(xfin+1-(xini-1):end)=[];
yc(1:yini-1)=[];
yc(yfin+1-(yini-1):end)=[];
n=length(xc);
m=length(yc);

%Ciclo for para vários ficheiros p00*.dat
for i=1:numfiles
    %Ficheiro p0**.dat
```

---

---

```

file=strcat(path,caso,clave,dec2base(i,10,3),'.dat');
%Ficheiro t0**.dat
filesup=strcat(path,'\t\t',dec2base(i,10,3),'.dat');
%Abre o ficheiro p0**.dat
fid2=fopen(file,'r');
%Abre o ficheiro t0**.dat
fidsup=fopen(filesup,'r');
continuar=true;
tt=[];
A=[];
AA=[];

%%Iniciação de contadores
passo=1;
cont=0;

%Lê cada ficheiro p00*.dat e escreve uma coluna de tempo e outra matriz com
%as pressões
while continuar
    t=fread(fid2,1,'real*8');
    T1=fread(fid2,[n,m],'real*4');
    Sup=fread(fidsup,[n,m],'real*4');%lê a matriz n*m da função VOF (t0**.dat)
    cont=cont+1;

    if notfeof(fid2)
        if (t>0 && mod(cont,passo)==0)

            tt=[tt t];
            A(:,cont)=T1(:,:);

            if cont==2;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%AUTOMATISMO %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% O objectivo é encontrar o cilindro no dominio
% A matriz de pressões está invertida relativamente à posição real

            auto=T1;
            m=size(auto,1);
            n=size(auto,2);

            %% Encontrar a distancia da cava ao limite superior do dominio
            % sob_supl -> nº linha que ã apanha a suplivre (10 linhas de segurança)

            heigl=load([path '\heig\heigl']);
            nsupliv=min(heigl(:,2));

            i=1;
            while yc(i)<nsupliv
                i=i+1;
            end
            sob_supl=(m-i+10);

            %%SE DER ERRO(simulação no início) CONSIDERAR O SEGUINTE:
            %linha 105 a 112 comentário e:
            % sob_supl=70;

```

---

---

```

%%% Encontrar as posições das células junto da fronteira do cilindro segundo x e y
% pontosx -> posições segundo x. lê linha a linha da esquerda para a direita
% pontosy -> posições segundo y. lê coluna a coluna de cima para baixo
%          -> 1º coluna:contador; 2º coluna:linha; 3ºcoluna:coluna
% Só vai procurar até à linha (m-sob_supl) para ã ser influenciado pela sup livre

i=[];
j=[];
px=1;
py=1;

for i=2:(m-sob_supl);
    for j=2:n-1;
        if auto(i,j)==0 && auto(i,j-1)~=0
            pontosx(px,1)=px;
            pontosx(px,2)=i;
            pontosx(px,3)=j-1;
            px=px+1;
        end
        if auto(i,j)==0 && auto(i,j+1)~=0
            pontosx(px,1)=px;
            pontosx(px,2)=i;
            pontosx(px,3)=j+1;
            px=px+1;
        end
    end
end

for j=2:n-1;
    for i=2:(m-sob_supl);
        if auto(i,j)==0 && auto(i-1,j)~=0
            pontosy(py,1)=py;
            pontosy(py,2)=i-1;
            pontosy(py,3)=j;
            py=py+1;
        end
        if auto(i,j)==0 && auto(i+1,j)~=0
            pontosy(py,1)=py;
            pontosy(py,2)=i+1;
            pontosy(py,3)=j;
            py=py+1;
        end
    end
end

%Encontrar o domínio horizontal do cilindro. máx e min
xdom_h_min=min(pontosx,[],1);
dom_h_min=xdom_h_min(1,3);

xdom_h_max=max(pontosx,[],1);
dom_h_max=xdom_h_max(1,3);

%Encontrar o domínio vertical do cilindro. máx e min
xdom_v_min=min(pontosy,[],1);

```

---

---

```

dom_v_min=xdom_v_min(1,2);

xdom_v_max=max(pontosy,[1,1]);
dom_v_max=xdom_v_max(1,2);

%Centro do cilindro
centro_i= round(dom_v_min+(dom_v_max - dom_v_min)/2);
centro_j = round(dom_h_min+(dom_h_max - dom_h_min)/2);

%Dimensoes das celulas no centro do cilindro(zona regular) [m]
dx=((xc(dom_h_max)-xc(dom_h_min+1))*unidades2)/((dom_h_max-dom_h_min-1));
dy=((yc(dom_v_max)-yc(dom_v_min+1))*unidades2)/((dom_v_max-dom_v_min-1));

%Diametro do cilindro segundo x e y [m]
d_cil_x=(xc(dom_h_max)-xc(dom_h_min+1))*unidades2;
d_cil_y=(yc(dom_v_max)-yc(dom_v_min+1))*unidades2;

%Distância da base do cilindro ao fundo da malha
e=yc(dom_v_min+1);

                end
                break

        end
    else
        continuar=false;
        fclose(fid2);
    end
end
cont=0;
passo=1;
continuar=true;

end
disp(' ');
disp('nº de linhas');
disp(m);
disp('nº de colunas');
disp(n);
disp('nº de células');
disp(m*n);
disp('dx (m)');
disp(dx);
disp('dy (m)');
disp(dy);
disp('nº de cél. x');
disp((dom_h_max-dom_h_min-1));
disp('nº de cél. y');
disp((dom_v_max-dom_v_min-1));
disp('diâmetro medido na horizontal (m)');
disp(d_cil_x);
disp('diâmetro medido na vertical (m)');
disp(d_cil_y);
disp('e (m)');
disp(e*unidades2);
disp('e/D')
disp((e*unidades2)/(((d_cil_y+d_cil_x)/2)));

```

---

## Anexo B – Exemplo de ficheiro input

---

```

MALHA_Inverno
$numparam
0.005,100,60.2,0.02          <==delt,twfin,prtdt,pltdt
0.3,1.0,6,3,1,1,1.0          <==alpha,beta,kl,kr,kt,kb,autot
0,0.3,0                        <==npack,con,dmpdt
1,0                            <==dtmax,div
1.0d-3,0.39                   <==erriccg,fcvlim
1.0e-02,.false.               <==frctn,conserve
3000,.true.                   <==cray,itmxiccg,sym
5000.,5000.,.true.            <==MaxVelComp,SetVelToZero
$end
$fldparam
1.0e-02,0,0.0,-981.,0.00,0.0  <==xnu,icyl,gx,gy,ui,vi
0.0d0,1.000                   <==utop,psat,rhof
0.,0.,0.00,0.00,0.,0.,0.,0.  <==uinf(1:4),vinf(1:4)
0.0,0.0,0.0,0.0              <==pbc(1:4)
$end
$wave parameter$
1,27.0,6                       <==aa,h0,ncenter
$output format$
0,0,1,1369,1,312,1,1,1,1,0    <==ts,tf,ib,ie,jb,je,ix,iy,lout,nanim,nmean
7,0.0,50.,100.,150.,200.,250.,300.,0,10000,0.025
0,10000000000,0.025           <==tstart_a,tfinish_a,prdt_a
1,1000,1                       <== write_mode, number_lines, toreal4
1,1,1,1,1,1                   <==
write_f,write_u,write_w,write_p,write_k,write_vortex
$turbulence model information$
0                               <==ticf,eddycoef,kopen
$boundary type$
0,0,1,0,0                     <==nweakref,nopen,islip,nrough,mirrort
$sponge layer$
0                               <==nsponge
$free surface tracking method$
1                               <==nfree
$pollutant transport parameter$
0                               <==npollutant
$restart controlling parameter$
0                               <==nrs
$sovertopping mass
0                               <==novertop
$Pressure$
90,110,40,60
$Run up$
1830.,2230.,1900.,3900.
$Envelopes$
1
0,300.,0,33.,0,1000,0.1       <==x_env_ini_m, x_env_fin_m, y_env_ini_m,
y_env_fin_m,tb_env,te_env,dt_env
$Seaweed$
0
5,-8,0,0.2                    <== xmin_seaweed, xmax_seaweed,yjmin_seaweed, ymax_seaweed (posicion de
la Posidonia)
0.4,4600,2.9                  <== Mass,CC,ReR (esto no se utiliza)
0.01,315,0                    <== b_v, N, C_d                    <== bb,NN,C_d

```

---





## Anexo C – tese\_1.m

---

```
#####-----TESE_1.m-----#####
% JOÃO CRUZ CLÉRIGUINHO FRANCO INVERNO
% DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
% MODELAÇÃO NUMÉRICA DA INTERACÇÃO DE ONDAS COM EMISSÁRIOS SUBMARINOS
% FCT-UNL, LNEC, MAIO DE 2013
#####
% Lê os ficheiros p0**.dat para obter os valores de pressão no contorno
%do cilindro
#####

%INÍCIO
close all
clear all
clc
tic
disp('### Dissertação de Mestrado - João Inverno ###');
disp('Início de cálculo para escrever as pressões');
[N,S]=weekday(datestr(now),'long');
disp(datestr(now));
clear all

%Escolha do caminho da corrida
%Ir ao directório correcto e devolver o número de ficheiros
path=uigetdir('C:\Users\casualfriday\Desktop\Corridas','Caminho da Corrida');
disp(path);
caso='p';
wgfiles=dir(strcat(path,caso));
numfiles=length(wgfiles)-2;
clave=caso;
caso=strcat(caso);

% Saber a unidade do IH-VOF
unidades=str2double(inputdlg('Unidades?      m -> 1 ;   cm -> 2','1 ou 2 ?'));
    if unidades==1
        g=9.81;
        unidades1=1;
        unidades2=1;
        ro=1.000;
    else
        g=981;
        unidades1=10^-4;
        unidades2=10^-2;
        ro=1.000;
    end

%Abre o input para extrair dimensão da malha
INPUT=[path '\input'] ;
fid=fopen(INPUT);
fgetl(fid);
for i=1:40
    A=fgetl(fid);
    if i==17      B=fgetl(fid);      end
    if i==18      C=fgetl(fid);      end
end

dum=find(B==' ');
```

---

---

```

nivel=str2num(B(dum(1)+1: dum(2)-1));
dum=find(C==' ');
xini=str2num(C(dum(2)+1: dum(3)-1));
xfin=str2num(C(dum(3)+1:dum(4)-1));
yini=str2num(C(dum(4)+1: dum(5)-1));
yfin=str2num(C(dum(5)+1: dum(6)-1));
xc=load([path '\xc']);
yc=load([path '\yc']);
xc(1:xini-1)=[];
xc(xfin+1-(xini-1):end)=[];
yc(1:yini-1)=[];
yc(yfin+1-(yini-1):end)=[];
n=length(xc);
m=length(yc);

%Se existirem, apaga os ficheiros
if exist(strcat(path, '\resultados'))==7
    else mkdir(path, 'resultados');
end
if exist(strcat(path, '\resultados\pressoesX.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\pressoesX.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\pressoesY.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\pressoesY.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\fx.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\fx.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\fy.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\fy.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\cd.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\cd.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\cm.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\cm.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\tempo.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\tempo.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\tempo2.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\tempo2.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\velocidade.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\velocidade.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\aceleracao.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\aceleracao.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\varios.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\varios.txt'))
end

```

---

---

```

%Ciclo for para vários ficheiros p00*.dat
for i=1:numfiles
    %Ficheiro p0*.dat
    file=strcat(path,caso,clave,dec2base(i,10,3),'.dat');
    %Ficheiro t0*.dat
    filesup=strcat(path,'\t\t',dec2base(i,10,3),'.dat');
    %Abre o ficheiro p0*.dat
    fid2=fopen(file,'r');
    %Abre o ficheiro t0*.dat
    fidsup=fopen(filesup,'r');
    %Cria e abre o ficheiro com o tempo de análise, tempo.txt
    fidtempo=fopen(strcat(path,'\resultados\tempo.txt'),'a');
    %Cria e abre o ficheiro pressoes.txt
    fid3=fopen(strcat(path,'\resultados\pressoesX.txt'),'a');
    fid4=fopen(strcat(path,'\resultados\pressoesY.txt'),'a');
    continuar=true;
    tt=[];
    A=[];
    AA=[];
    disp('Gravando ficheiro pressoesX.txt e pressoesY.txt');

    %%Iniciação de contadores
    passo=1;
    cont=0;

    %Lê cada ficheiro p00*.dat e escreve uma coluna de tempo e outra matriz com
    %as pressões
    while continuar
        t=fread(fid2,1,'real*8');
        Tl=fread(fid2,[n,m],'real*4');
        Sup=fread(fidsup,[n,m],'real*4');
        cont=cont+1;

        if notfeof(fid2)
            if (t>0 && mod(cont,passo)==0)

                tt=[tt t];
                A(:,:)=Tl(:,:);
                %Escreve as pressões em torno do cilindro para cada passo de tempo
                tese_2

                h.waitbar=waitbar(length(tt)/1000);
            end
        else
            continuar=false;
            fclose(fid2);
        end
    end
    delete(h.waitbar);
    %Escreve o ficheiro tempo.txt
    fprintf(fidtempo,'%8.4f \n',tt);
    cont=0;
    passo=1;
    continuar=true;
    disp('pressoesX.txt, pressoesY.txt e tempo.txt exportados com sucesso.');
```

---

---

```
end

fclose('all');
tempomin=num2str(toc/60);
temposeg=num2str(toc/1);
if (toc/60)<1
    disp(['tempo do calculo de' blanks(1) temposeg blanks(1) 'segundos'])
else
    disp(['tempo do calculo de' blanks(1) tempomin blanks(1) 'minutos'])
end
tese_3
%FIM
```

## Anexo D – tese\_2.m

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%-----TESE_2.m-----%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% JOÃO CRUZ CLÉRIGUINHO FRANCO INVERNO
% DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
% MODELAÇÃO NUMÉRICA DA INTERACÇÃO DE ONDAS COM EMISSÁRIOS SUBMARINOS
% FCT-UNL, LNEC, MAIO DE 2013
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Lê um dado ficheiro p0**.dat e t0**.dat, retira a pressão hidrostática e
% para cada passo de tempo escreve as pressões à volta do cilindro: Escreve
% os ficheiros de pressões pressoesX.txt (pressões escritas linha a linha da
% esquerda para a direita) e o pressoesY.txt (pressões escritas coluna a
% coluna de cima para baixo)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% INÍCIO

if cont==2;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%AUTOMATISMO %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% O objectivo é encontrar o cilindro no dominio
% A matriz de pressões está invertida relativamente à posição real

auto=Tl;
m=size(auto,1);
n=size(auto,2);

%%% Encontrar a distancia da cava ao limite superior do dominio
% sob_supl -> n° linha que ã apanha a suplivre (10 linhas de segurança)
heigl=load([path '\heig\heigl']);
nsupliv=min(heigl(:,2));

i=1;
while yc(i)<nsupliv
    i=i+1;
end
sob_supl=(m-i+10);

%%% Encontrar as posições das celulas junto da fronteira do cilindro segundo x e y
% pontosx -> posições segundo x. lê linha a linha da esquerda para a direita
% pontosy -> posições segundo y. lê coluna a coluna de cima para baixo
%          -> 1° coluna:contador; 2° coluna:linha; 3°coluna:coluna
% Só vai procurar até à linha (m-sob_supl) para ã ser influenciado pela sup livre

i=[];
j=[];
px=1;
py=1;

for i=2:(m-sob_supl);
    for j=2:n-1;
        if auto(i,j)==0 && auto(i,j-1)~=0
            pontosx(px,1)=px;
            pontosx(px,2)=i;
            pontosx(px,3)=j-1;
            px=px+1;
        end
    end
end
```

---

```

        end
        if auto(i,j)==0 && auto(i,j+1)~=0
            pontosx(px,1)=px;
            pontosx(px,2)=i;
            pontosx(px,3)=j+1;
            px=px+1;
        end
    end
end

for j=2:n-1;
    for i=2:(m-sob_supl);
        if auto(i,j)==0 && auto(i-1,j)~=0
            pontosy(py,1)=py;
            pontosy(py,2)=i-1;
            pontosy(py,3)=j;
            py=py+1;
        end
        if auto(i,j)==0 && auto(i+1,j)~=0
            pontosy(py,1)=py;
            pontosy(py,2)=i+1;
            pontosy(py,3)=j;
            py=py+1;
        end
    end
end

%Encontrar o domínio horizontal do cilindro. máx e min
xdom_h_min=min(pontosx,[],1);
dom_h_min=xdom_h_min(1,3);

xdom_h_max=max(pontosx,[],1);
dom_h_max=xdom_h_max(1,3);

%Encontrar o domínio vertical do cilindro. máx e min
xdom_v_min=min(pontosy,[],1);
dom_v_min=xdom_v_min(1,2);

xdom_v_max=max(pontosy,[],1);
dom_v_max=xdom_v_max(1,2);

%Centro do cilindro
centro_i= round((dom_v_min+(dom_v_max - dom_v_min)/2);
centro_j = round((dom_h_min+(dom_h_max - dom_h_min)/2);

%Dimensoes das celulas no centro do cilindro(zona regular) [m]
dx=((xc(dom_h_max)-xc(dom_h_min+1))*unidades2)/((dom_h_max-dom_h_min-1));
dy=((yc(dom_v_max)-yc(dom_v_min+1))*unidades2)/((dom_v_max-dom_v_min-1));

%Diametro do cilindro segundo x e y [m]
d_cil_x=(xc(dom_h_max)-xc(dom_h_min+1))*unidades2;
d_cil_y=(yc(dom_v_max)-yc(dom_v_min+1))*unidades2;

%%% Domínio horizontal em que o cilindro está inserido

```

---

---

```

% (Cilindro no fundo da malha)
dom_v_max_flip=m-dom_v_min+1;
dom_v_min_flip=m-dom_v_max+1;

%Calcula a dimensao de todas a celulas desde o fundo ate o NMA
for variavel=1:m
    if variavel==1 Dyc2=(yc(2)-yc(1));
    else
        Dyc2=[Dyc2 (yc(variavel)-yc(variavel-1))];
    end
end
Dyc2=Dyc2';

heig4=load([path '\heig\heig4']);
NMA=heig4(1,2);
i=1;
NMA_Dyc2=Dyc2(1);
NMA_Dy=[Dyc2(1)];
    for i=2:m
        if (NMA_Dyc2+Dyc2(i))<NMA
            NMA_Dyc2=NMA_Dyc2+Dyc2(i);
            NMA_Dy=[NMA_Dy; Dyc2(i)];
            indice=i;
        elseif i==indice+1
            NMA_Dy=[NMA_Dy; NMA-NMA_Dyc2];
        else NMA_Dy=[NMA_Dy; Dyc2(i)*0];
        end
    end

%%% Vai ao primeiro instante e calcula a pressao hidroestatica em cada celula,
% desde a superficie livre em repouso até ao fundo da malha.
%%% Calcula a pressão hidrostática para o domínio horizontal em que o cilindro
%está inserido
    Suplivre_Profl=flipud(NMA_Dy);
    Press_hidrost=Suplivre_Profl*ro*g;
    Press_hidrost1=[];
    i=1;
    for i=1:length(Press_hidrost)
        if Press_hidrost(i,1)==0
            Press_hidrost1(i,1)=0;
        elseif Press_hidrost(i-1,1)==0
            Press_hidrost1(i,1)=Press_hidrost(i,1);
            Press_hidrost1(i+1,1)= (Press_hidrost1((i),1)+((Press_hidrost(i+1,1)
            ))/2));
            i=i+1;
        else Press_hidrost1(i,1)= (Press_hidrost1((i-1),1)+((Press_hidrost(i-1,1))/2
        )+ ((Press_hidrost(i,1))/2));
        end
    end

    Press_hidrost_refinada=repmat(Press_hidrost1(dom_v_min_flip:dom_v_max_flip,1
    ),1,(dom_h_max-dom_h_min+1));

end

```

---

---

```

%Matriz das pressões no sentido correcto e apenas no domínio de contorno do cilindro
%Restringe a extracção da função VOF ao domínio horizontal onde se encontra o cilindro
AA2=flipud(A(dom_v_min:dom_v_max,dom_h_min:dom_h_max));

%Dimensões das linhas e colunas
linha=size(AA2,1);
coluna=size(AA2,2);

li=1;
cj=1;
for li=1:linha
    %Ciclo FOR para ler coluna a coluna e retirar a pressão
    %hidrostática correspondente à coluna em questão
    for cj=1:coluna
        Press_sem_h(li,cj)=(AA2(li,cj)-Press_hidrost_refinada(li,cj))*unidades1;
        %if para manter zeros do cilindro
        if AA2(li,cj)==0 Press_sem_h(li,cj)=0;    end
    end
end

mmm=size(Press_sem_h,1);
nnn=size(Press_sem_h,2);
iii=[];
jjj=[];
i_px=1;
i_py=1;

for iii=1:mmm;
    for jjj=2:nnn-1;
        if Press_sem_h(iii,jjj)==0 && Press_sem_h(iii,jjj-1)~=0
            i_pontosx(i_px,1)=i_px;
            i_pontosx(i_px,2)=iii;
            i_pontosx(i_px,3)=jjj-1;
            i_px=i_px+1;
        end
        if Press_sem_h(iii,jjj)==0 && Press_sem_h(iii,jjj+1)~=0
            i_pontosx(i_px,1)=i_px;
            i_pontosx(i_px,2)=iii;
            i_pontosx(i_px,3)=jjj+1;
            i_px=i_px+1;
        end
    end
end

for jjj=1:nnn;
    for iii=2:mmm-1;
        if Press_sem_h(iii,jjj)==0 && Press_sem_h(iii-1,jjj)~=0
            i_pontosy(i_py,1)=i_py;
            i_pontosy(i_py,2)=iii-1;
            i_pontosy(i_py,3)=jjj;
            i_py=i_py+1;
        end
        if Press_sem_h(iii,jjj)==0 && Press_sem_h(iii+1,jjj)~=0

```

---



---

```

        i_pontosy(i_py,1)=i_py;
        i_pontosy(i_py,2)=iii+1;
        i_pontosy(i_py,3)=jjj;
        i_py=i_py+1;
    end
end
end

clearvars iii jjj mmm nnn

%ESCREVER O FICHEIRO pressoesX.txt e pressoesY.txt

mmm=size(i_pontosx,1);
mmm=size(i_pontosy,1);
iiix=[];
iiiy=[];

for iiix=1:mmm
    aaaax=i_pontosx(iiix,2);
    bbbbx=i_pontosx(iiix,3);

    fprintf(fid3,'%8.6f %8.6f \n',t,Press_sem_h(aaaax,bbbbx));
end

for iiyy=1:mmm
    aaaay=i_pontosy(iiyy,2);
    bbbby=i_pontosy(iiyy,3);

    fprintf(fid4,'%8.6f %8.6f \n',t,Press_sem_h(aaaay,bbby));
end

%FIM

```

---



## Anexo E – tese\_3.m

---

```
#####-----TESE_3.m-----#####
% JOÃO CRUZ CLÉRIGUINHO FRANCO INVERNO
% DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
% MODELAÇÃO NUMÉRICA DA INTERACÇÃO DE ONDAS COM EMISSÁRIOS SUBMARINOS
% FCT-UNL, LNEC, MAIO DE 2013
#####
% Abre os ficheiros pressoesX.txt e pressoesY.txt, calcula Fx, e Fy e grava
% os ficheiros fx.txt, fy.txt, velocidade.txt e aceleracao.txt
#####

%INÍCIO
tic
disp('Início do cálculo de Fx, Fy, u, e a');
ro=1.000;
%Comprimento unitário
l=1;
%Carrega o ficheiro das pressões
px=load(strcat(path, '\resultados\pressoesX.txt'));
py=load(strcat(path, '\resultados\pressoesY.txt'));
cd=[];
cl=[];
%Cria e abre os ficheiros fx.txt, fy.txt, aceleracao.txt, velocidade.txt e t
fid7=fopen(strcat(path, '\resultados\fx.txt'), 'a');
fid8=fopen(strcat(path, '\resultados\fy.txt'), 'a');
fid11=fopen(strcat(path, '\resultados\tempo2.txt'), 'a');
fid13=fopen(strcat(path, '\resultados\aceleracao.txt'), 'a');
fid14=fopen(strcat(path, '\resultados\velocidade.txt'), 'a');
fid15=fopen(strcat(path, '\resultados\varios.txt'), 'a');
t=load(strcat(path, '\resultados\tempo.txt'));

%%% Dimensões...
% mx->nº de células de pressão (direcção horizontal) na fronteira do cilindro
% my->nº de células de pressão (direcção vertical) na fronteira do cilindro
% mpx->nº total de células de pressão (direcção horizontal)
% mpy->nº total de células de pressão (direcção vertical)
mx=length(i_pontosx);
my=length(i_pontosy);
mpx=length(px);
mpy=length(py);

%%% Cálculos das forças em torno do cilindro: direcção horizontal
iii=1;

    for iii=1:mpx
        if floor(iii/2)~= (iii/2) %if linha impar
            fx(iii,1) = px(iii,2)*dy*1;
        else
            fx(iii,1) = px(iii,2)*dy*(-1);
        end
    end

%%% Cálculos das forças em torno do cilindro: direcção vertical
jjj=1;
i=2;
difel=0;

    for i=2:2:my;
        dife=i_pontosy(i,3)-i_pontosy(i-1,3);
```

---

---

```

    difel=difel+dife;
end

if difel==0

    for jjj=1:mpy          %Caso geral em que e/D ~= 0
        if floor(jjj/2)~= (jjj/2)
            fy(jjj,1) = py(jjj,2)*dx*(-1);
        else
            fy(jjj,1) = py(jjj,2)*dx*(1);
        end
    end

else          %Caso particular em que e/D = 0
    numy=mpy/my;
    i_aux_pontosy = i_pontosy;
    for iaux=1:(numy-1)
        i_aux_pontosy = [i_aux_pontosy;i_pontosy];
    end

    while jjj<(mpy)
        dif=i_aux_pontosy(jjj,3)- i_aux_pontosy(jjj+1,3);
        if dif == 0
            fy(jjj,1) = py(jjj,2)*dx*(-1);
            fy(jjj+1,1) = py(jjj+1,2)*dx*(1);
            jjj=jjj+2;
        else
            fy(jjj,1) = py(jjj,2)*dx*(-1);
            jjj=jjj+1;
        end
    end
end

%%% Soma os valores de cada volta completa ao cilindro

i=1;
fx_final=[];
for i=1:mx:(mpx-mx+1)
    fx_final=[fx_final sum(fx(i:(i+mx-1)))];
end

i=1;
fy_final=[];
for i=1:my:(mpy-my+1)
    fy_final=[fy_final sum(fy(i:(i+my-1)))];
end

fx_final=(fx_final');
fy_final=(fy_final');

%%% Calculo do tempo de fase (tsuavizado = T)
% Utiliza duas sondas: xu4 está no alinhamento do cilindro
% xu3 está numa zona ã perturbada (x=1.0m)

xu3=load(strcat(path, '\xu\xu3'));
xu4=load(strcat(path, '\xu\xu4'));
heig3=load([path '\heig\heig3']);

```

---

---

```

NMA2=[NMA; NMA];

i=1;
while (heig3(i,2))<((heig3(1,2))+((max(heig3(:,2))-heig3(1,2))/4));
    i=i+1;
end
ip3=0;
for i=1:(size(heig3,1)-1)
    if (heig3(i,2)-NMA)>0 && (heig3(i+1,2)-NMA)<=0
        if (heig3(i-1,2)-NMA)>0 && (heig3(i+2,2)-NMA)<=0
            ip3=ip3+1;
            p3(ip3,1)=ip3;
            p3(ip3,2)=interp1((heig3((i:i+1),2))-NMA2,heig3((i:i+1),1),0);
        end
    end
end

i=1;
while (heig4(i,2))<((heig4(1,2))+((max(heig4(:,2))-heig4(1,2))/4));
    i=i+1;
end
ip4=0;
for i=1:(size(heig4,1)-1)
    if (heig4(i,2)-NMA)>0 && (heig4(i+1,2)-NMA)<=0
        if (heig4(i-1,2)-NMA)>0 && (heig4(i+2,2)-NMA)<=0
            ip4=ip4+1;
            p4(ip4,1)=ip4;
            p4(ip4,2)=interp1((heig4((i:i+1),2))-NMA2,heig4((i:i+1),1),0);
        end
    end
end

i=1;
for i=1:(min(size(p3,1),size(p4,1)))
    tfase(i,1)=i;
    tfase(i,2)=p4(i,2)-p3(i,2);
end

tfase_mean= mean(tfase(9:size(tfase),2)); %tfase médio com exceção das 1ºs 8 ondas

i=1;
while tfase_mean>t(i,1)
    i=i+1;
end
i_t_min=i; %Só se pode calcular o Cd a partir de t(i_t_min)

ucentro(:,1)=(xu3(:,1));
ucentro(:,2)=(xu3(:,centro_i+1));
ucentroo=interp1(ucentro(:,1),ucentro(:,2),t)*unidades2;

iii=1;
for iii=1:((mpx/mx)-(i_t_min-1))

```

---

---

```

        if iii < (i_t_min)
            t2(iii,1) = t(iii);
            fx_final2(iii,1) = 0;
            fy_final2(iii,1) = 0;
            ucentroo2(iii,1) = 0;
            acentro(iii,1) = 0;
        elseif (iii-1) < (i_t_min)
            t2(iii,1) = tfase_mean;
            fx_final2(iii,1) = interp1(t(i_t_min-1:i_t_min), fx_final(i_t_min-1:i_t_min),
            tfase_mean);
            fy_final2(iii,1) = interp1(t(i_t_min-1:i_t_min), fy_final(i_t_min-1:i_t_min),
            tfase_mean);
            ucentroo2(iii,1) = interp1(t(1:2), ucentroo(1:2), t(1) + tfase_mean - t(i_t_min-1));
            acentro(iii-1,1) = ((ucentroo2(iii,1) - (ucentroo2(iii-1,1))) / (t2(iii,1) - t2(iii-1,1)));
        else
            t2(iii,1) = t(iii-1);
            fx_final2(iii,1) = fx_final(iii-1,1);
            fy_final2(iii,1) = fy_final(iii-1,1);
            ucentroo2(iii,1) = ucentroo(iii - (i_t_min) + 1);
            acentro(iii-1,1) = ((ucentroo2(iii,1) - (ucentroo2(iii-1,1))) / (t2(iii,1) - t2(iii-1,1)));
            if iii == min((mpx/mx) - (i_t_min-1))
                acentro(iii,1) = 0;
            end
        end
    end
end

% Escreve Cd e Cl final nos respectivos ficheiros
i=1;
for i=1:length(t2)
    fprintf(fid11, '%8.6f \n', t2(i,1));
end
disp('tempo2.txt foi exportado com sucesso.');
```

```

i=1;
for i=1:length(fx_final2)
    fprintf(fid7, '%8.6f %8.6f \n', t2(i,1), fx_final2(i,1));
end
disp('fx.txt foi exportado com sucesso.');
```

```

i=1;
for i=1:length(fy_final2)
    fprintf(fid8, '%8.6f %8.6f \n', t2(i,1), fy_final2(i,1));
end
disp('fy.txt foi exportado com sucesso.');
```

```

i=1;
for i=1:length(ucentroo2)
    fprintf(fid14, '%8.6f %8.6f \n', t2(i,1), ucentroo2(i,1));
end
disp('velocidade.txt foi exportado com sucesso.');
```

```

i=1;
```

---

---

```

for i=1:length(acentro)
    fprintf(fid13,'%8.6f %8.6f \n',t2(i,1),acentro(i,1));
end
disp('aceleracao.txt foi exportado com sucesso.');
```

fprintf(fid15,'%8.6f \n', d\_cil\_x);  
 fprintf(fid15,'%8.6f \n', d\_cil\_y);  
 fprintf(fid15,'%8.6f \n', ro);  
 fprintf(fid15,'%8.6f \n', unidades2);

```

disp('varios.txt foi exportado com sucesso.');
```

fclose('all');  
 tempomin=num2str(toc/60);  
 temposeg=num2str(toc/1);  
 if (toc/60)<1  
 disp(['tempo do calculo de' blanks(1) temposeg blanks(1) 'segundos'])  
 else  
 disp(['tempo do calculo de' blanks(1) tempomin blanks(1) 'minutos'])  
 end

```

%calc_grandezas;
%FIM

```

---





## Anexo F – *calc\_grandezas.m*

---

```
#####-----CALC_GRANDEZAS.m-----#####
% JOÃO CRUZ CLÉRIGUINHO FRANCO INVERNO
% DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
% MODELAÇÃO NUMÉRICA DA INTERACÇÃO DE ONDAS COM EMISSÁRIOS SUBMARINOS
% FCT-UNL, LNEC, MAIO DE 2013
#####
% CÁLCULO DE Fx, Fy, Cd, Cm, Cl+, Cl-, n° de KC, n° de Reynolds, frequência
% de desprendimento, período de desprendimento e n° St
#####

% INÍCIO
close all
clearvars -except path del_path
tic
format shortG;

% %INSERÇÃO DA CORRIDA E DO RESPECTIVO CAMINHO

% Caminho até aos ficheiros; A alteração é fácil, desde que o caminho final
% entre '' seja a raiz das pastas das corridas
if (exist('del_path')==1);
    clear path
end
if exist(path)==0
    del_path=1;
    path=uigetdir('C:\Users\casualfriday\Desktop\Corridas','Caminho da Corrida');
end

% carrega os ficheiros fx.txt, fy.txt, cd.txt, cl.txt gerados pelos
% ficheiros tese1.m, tese2.m e tese3.m
heig4=load(strcat(path,'\heig\heig4'));
fx=load(strcat(path,'\resultados\fx.txt'));
fy=load(strcat(path,'\resultados\fy.txt'));
t=load(strcat(path,'\resultados\tempo2.txt'));
acentro=load(strcat(path,'\resultados\aceleracao.txt'));
ucentroo2=load(strcat(path,'\resultados\velocidade.txt'));
varios=load(strcat(path,'\resultados\varios.txt'));

ucentroo2=ucentroo2(:,2);
ucentroo22=ucentroo2;
acentro=acentro(:,2);
d_cil_x=varios(1);
d_cil_y=varios(2);
ro=varios(3);
unidades2=varios(4);

%%% SMOOTH
ucentroo2=smooth(ucentroo2);
acentro=smooth(acentro);

% interpolação das grandezas no tempo
nnn=1000; %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%1000
```

---

---

```

novo_t=(t(1,1):(1/nnn):t(length(t)));
novo_t=novo_t';
heig4_interp=interp1(heig4(:,1),heig4(:,2),novo_t);
fx_interp=interp1(t,fx(:,2),novo_t);
fy_interp=interp1(t,fy(:,2),novo_t);
ucentroo2_interp=interp1(t,ucentroo2,novo_t);
ucentroo22_interp=interp1(t,ucentroo22,novo_t); %velocidade Sem Smooth
acentro_interp=interp1(t,acentro,novo_t);

    tamanho_t=length(novo_t);

%definição dos valores de velocidade e tempos inicial e final da série
%temporal pretendida

tempoini=str2double(inputdlg('Tempo inicial de análise','tempoini'));
tempofim=str2double(inputdlg('Tempo final de análise','tempofim'));

tempoini_i=1;
tempofim_i=1;

%extração dos índices da posição inicial e final da série temporal
i=1;
while tempoini > novo_t(i)
    i=i+1;
tempoini_i=i;
end

j=1;
while tempofim > novo_t(j)
    j=j+1;
    tempofim_i=j;
end

%séries temporais definidas- Fx, Fy, Cd, Cl, Cl_mais, Cl_menos e Cl
heig4_serie_t=heig4_interp(tempoini_i:tempofim_i);
fx_serie_t=fx_interp(tempoini_i:tempofim_i);
fy_serie_t=fy_interp(tempoini_i:tempofim_i);
t_serie_t=novo_t(tempoini_i:tempofim_i);
ucentroo2_serie_t=ucentroo2_interp(tempoini_i:tempofim_i);
ucentroo22_serie_t=ucentroo22_interp(tempoini_i:tempofim_i);
acentro_serie_t=acentro_interp(tempoini_i:tempofim_i);

    ucentroo2a_serie_t=abs(ucentroo2_serie_t);
    ucentroo22a_serie_t=abs(ucentroo22_serie_t);

    %%Média das velocidades máximas(crista) na cota do centro do cilindro

    i=1;

```

---

---

```

ii=0;
for i=2:(length(ucentroo2_serie_t)-1)
    if (max((ucentroo2_serie_t))/1.5)<ucentroo2_serie_t(i)
        if ucentroo2_serie_t(i-1)<ucentroo2_serie_t(i) && ucentroo2_serie_t(i)>
            ucentroo2_serie_t(i+1)
                ii=ii+1;
                ua_serieall(ii,1)=i;
                ua_serieall(ii,2)=ucentroo2_serie_t(i);
            end
        end
    end
end

u=mean(ua_serieall(:,2));

%%% Período médio no intervalo de tempo considerado
% Considera apenas 0's descendentes
i=1;
ii=0;
for i=1:(length(ucentroo2_serie_t)-1)
    if ucentroo2_serie_t(i)>0 && ucentroo2_serie_t(i+1)<=0
        ii=ii+1;
        periodo_serieall(ii,1)=i;
        periodo_serieall(ii,2)=interp1(ucentroo2_serie_t(i:i+1),t_serie_t(i:i+1),0);
    end
end

i=1;
for i=1:(length(periodo_serieall)-1)
    periodos_all(i,1)=periodo_serieall(i+1,2)-periodo_serieall(i,2);
end

periodo_onda=mean(periodos_all);

%Calcula o número de reynolds
reynolds=u*d_cil_y/(1*10^-6);

%calcula o numero de Keulegan-Carpenter
keulegan_carpenter=periodo_onda*u/d_cil_y;

%%% MORISON - Cd (crista e cava)
i=1;
ii=0;
for i=2:(length(ucentroo2a_serie_t)-1)
    if (max((ucentroo2a_serie_t))/2)<ucentroo2a_serie_t(i)
        if ucentroo2a_serie_t(i-1)<=ucentroo2a_serie_t(i) && ucentroo2a_serie_t(i)>
            ucentroo2a_serie_t(i+1)
                ii=ii+1;
                m_cd_serieall(ii,1)=i;
                m_cd_serieall(ii,2)=((2*fx_serie_t(i))/(ro*d_cil_y*ucentroo2_serie_t(i)*abs(
                    ucentroo2_serie_t(i))));

```

---

---

```

        end
    end
end

m_cd_mean=mean(m_cd_serieall(:,2));
m_cd_dp=std(m_cd_serieall(:,2));

%%% MORISON - Cm (0 ascendente e descendente)
i=1;
ii=0;
for i=1:(length(ucentroo2_serie_t)-1)
    if ucentroo2_serie_t(i)<0&&& ucentroo2_serie_t(i+1)>=0
        ii=ii+1;
        m_cm_serieall(ii,1)=i;
        m_cm_serieall(ii,2)=((4*fx_serie_t(i))/(pi*ro*((d_cil_y)^2)*acentro_serie_t(i)));
    end
    if ucentroo2_serie_t(i)>0&&& ucentroo2_serie_t(i+1)<=0
        ii=ii+1;
        m_cm_serieall(ii,1)=i;
        m_cm_serieall(ii,2)=((4*fx_serie_t(i))/(pi*ro*((d_cil_y)^2)*acentro_serie_t(i)));
    end
end

m_cm_mean=mean(m_cm_serieall(:,2));
m_cm_dp=std(m_cm_serieall(:,2));

%%% FOURIER ANALYSIS
delta=(1/nnn);
onda=round((periodo_onda/delta));
i=1;
for i=1:(length(fx_serie_t)-onda+1)
    f_all_cd(i,1)=(1.5*pi*fx_serie_t(i)*ucentroo2_serie_t(i)*delta)/(ro*d_cil_y*u^3*periodo_onda);
    f_all_cm(i,1)=(2*fx_serie_t(i)*acentro_serie_t(i)*periodo_onda*delta)/(ro*(d_cil_y^2)*(u^2)*(pi^3));
end

f_cd=[];
for i=1:onda:(length(fx_serie_t)-onda+1)
    f_cd=[f_cd sum(f_all_cd(i:(i+onda-1)))];
end
f_cd=f_cd';

f_cm=[];
for i=1:onda:(length(fx_serie_t)-onda+1)
    f_cm=[f_cm sum(f_all_cm(i:(i+onda-1)))];
end
f_cm=f_cm';

f_cd_mean=mean(f_cd);
f_cd_dp=std(f_cd);
f_cm_mean=mean(f_cm);

```

---

---

```
f_cm_dp=std(f_cm);
```

```
%%% LEAST SQUARE METHOD
```

```
i=1;
for i=1:(length(fx_serie_t))
    lsm_all_cd(i,1)=(8*fx_serie_t(i)*ucentroo2_serie_t(i)*abs(ucentroo2_serie_t(i))*
    delta^2)/(3*ro*d_cil_y*u^4*periodo_onda);
    lsm_all_cm(i,1)=(2*fx_serie_t(i)*acentro_serie_t(i)*periodo_onda*delta)/(ro*(
    d_cil_y^2)*(u^2)*(pi^3));
end

lsm_cd=[];
for i=1:onda:(length(fx_serie_t)-onda+1)
    lsm_cd=[lsm_cd sum(lsm_all_cd(i:(i+onda-1)))];
end
lsm_cd=lsm_cd';

lsm_cm=[];
for i=1:onda:(length(fx_serie_t)-onda+1)
    lsm_cm=[lsm_cm sum(lsm_all_cm(i:(i+onda-1)))];
end
lsm_cm=lsm_cm';

lsm_cd_mean=mean(lsm_cd);
lsm_cd_dp=std(lsm_cd);
lsm_cm_mean=mean(lsm_cm);
lsm_cm_dp=std(lsm_cm);
```

```
%Calcular valores máximos(Fxmax) e valores mínimos(Fxmin)
```

```
i=2;
ii=0;
fx_serie_t_S=smooth(fx_serie_t);
for i=2:(length(fx_serie_t)-1)
    if fx_serie_t_S(i)>0
        if fx_serie_t_S(i-1)<=fx_serie_t_S(i) && fx_serie_t_S(i)>fx_serie_t_S(i+1)
            ii=ii+1;
            fx_serie_t_max(ii,1)=fx_serie_t(i);
        end
    end
end

i=2;
ii=0;
for i=2:(length(fx_serie_t)-1)
    if fx_serie_t_S(i)<0
        if fx_serie_t_S(i-1)>fx_serie_t_S(i) && fx_serie_t_S(i)<=fx_serie_t_S(i+1)
            ii=ii+1;
            fx_serie_t_min(ii,1)=fx_serie_t(i);
        end
    end
end
```

---

```

fx_serie_t_max_mean=mean(fx_serie_t_max(:,1));
fx_serie_t_max_dp=std(fx_serie_t_max(:,1));
fx_serie_t_min_mean=mean((fx_serie_t_min(:,1)));
fx_serie_t_min_dp=std((fx_serie_t_min(:,1)));

%Calcular valores da força de sutentação FL+ e FL-

ii=1;
for i=1:onda:(length(fy_serie_t)-onda+1)
    fy_serie_t_mais_all(ii,1)=max(fy_serie_t(i:(i+onda)));
    fy_serie_t_menos_all(ii,1)=min(fy_serie_t(i:(i+onda)));
    ii=ii+1;
end

%%% Cálculo do Cl e Cl_rms (mais e menos)
%Cl_mais -> Cl na direcção vertical, sentido de baixo para cima
%Cl_menos -> Cl na direcção vertical, sentido de cima para baixo

jjj=1;
for jjj=1:(length(fy_serie_t))
    cl_serie_t(jjj,1)=fy_serie_t(jjj,1)/((1/2)*ro*(u^2)*d_cil_x);
end

ii=1;
for i=1:onda:(length(cl_serie_t)-onda+1)
    cl_mais_all(ii,1)=max(cl_serie_t(i:(i+onda)));
    cl_menos_all(ii,1)=min(cl_serie_t(i:(i+onda)));
    ii=ii+1;
end

%tamanho do array de séries temporais
serie=length(fx_serie_t);

%definição dos arrays das séries de tempo grosseiras - 1 valor por segundo
cl_gross_serie_t=[];

%média dos valores por segundo - no último segundo é efectuada uma média
%dos valores existentes
i=1;
for i=1:(nnn):serie
    if i<serie-(nnn-1)
        cl_gross_serie_t=[cl_gross_serie_t mean(cl_serie_t(i:i+(nnn-1)))];
    else
        cl_gross_serie_t=[cl_gross_serie_t mean(cl_serie_t(i:end))];
    end
end

cl_gross_serie_t=smooth(cl_gross_serie_t);

if exist(strcat(path, '\resultados\serie_fx.txt')==2
    delete(strcat(path, '\resultados\serie_fx.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\serie_fy.txt')==2
    delete(strcat(path, '\resultados\serie_fy.txt'))

```

---

---

```

end
if exist(strcat(path, '\resultados\serie_cl.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\serie_cl.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\serie_t.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\serie_t.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\serie_cl_gross.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\serie_cl_gross.txt'))
end
if exist(strcat(path, '\resultados\serie_t_gross.txt'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\serie_t_gross.txt'))
end

%exporta as series temporais de Fx, Fy, Cd, Cm e Cl
fidt=fopen(strcat(path, '\resultados\serie_t.txt'), 'a');
fidfx=fopen(strcat(path, '\resultados\serie_fx.txt'), 'a');
fidfy=fopen(strcat(path, '\resultados\serie_fy.txt'), 'a');
fidcl=fopen(strcat(path, '\resultados\serie_cl.txt'), 'a');
fidt_gross=fopen(strcat(path, '\resultados\serie_t_gross.txt'), 'a');
fidcl_gross=fopen(strcat(path, '\resultados\serie_cl_gross.txt'), 'a');

t_gross=0:1:t(length(t));

fprintf(fidt, '%8.6f \n', t_serie_t);
fprintf(fidfx, '%8.6f \n', fx_serie_t);
fprintf(fidfy, '%8.6f \n', fy_serie_t);
fprintf(fidcl, '%8.6f \n', cl_serie_t);
fprintf(fidt_gross, '%8.6f \n', t_gross(round(tempoini)+1:round(tempofim)+1));
fprintf(fidcl_gross, '%8.6f \n', smooth(cl_gross_serie_t));

%cálculo do espectro de potências com recurso a uma FFT - transformada
%rápida de fourier

Y = fft(cl_gross_serie_t);
Y(1)=[];
tamanho_Y=length(Y);
%espectro de potências
power = abs(Y(1:floor(tamanho_Y/2))).^2;
nyquist = 1/2;
freq = (1:tamanho_Y/2)/(tamanho_Y/2)*nyquist;
period=1./freq;
plot(freq, power);
ylabel('Potências');
xlabel('frequencia (ciclos/tempo)');
hold on;
index=find(power==max(power));
mainfreqStr=num2str(freq(index));
plot(freq(index), power(index), 'r.', 'MarkerSize', 25);
freqx=freq;
pot_y=power;
%display da frequência máxima desprendimento, cálculo do período e número
%de Strouhal
text(freq(index), power(index), ['frequência = ', mainfreqStr]);
freq_desp=str2double(mainfreqStr);
hold off;
periodo=(1/str2double(mainfreqStr));

```

---

---

```

st=freq_desp*d_cil_x/u;

%Output do presente ficheiro
format shortG;
disp(path);
disp(datestr(now));
disp('Inicio da série temporal (s)');
disp(tempoini);
disp('Fim da série temporal (s)');
disp(tempofim);
disp('Número de ondas');
disp((length(ua_serieall)));
disp('Velocidade máx de escoamento (m/s)');
disp(u);
display('Número de Reynolds');
disp(reynolds);
disp('Número de Keulegan-Carpenter');
disp(keulegan_carpenter);
disp('-----');
disp('Fxmax_mean (N)');
disp((fx_serie_t_max_mean)*1000);
disp('Fxmax_dp (N)');
disp((fx_serie_t_max_dp)*1000);
disp('Fxmax_máx (N)');
disp(max(fx_serie_t)*1000);
disp('-----');
disp('Fxmin_mean (N)');
disp((fx_serie_t_min_mean)*1000);
disp('Fxmin_dp (N)');
disp((fx_serie_t_min_dp)*1000);
disp('Fxmin_min (N)');
disp((min(fx_serie_t)*1000));
disp('-----');
disp('FL+_máx (N)');
disp(max(fy_serie_t_mais_all)*1000);
disp('FL+_mean (N)');
disp(mean(fy_serie_t_mais_all)*1000);
disp('-----');
disp('FL-_min (N)');
disp((min(fy_serie_t_menos_all)*1000));
disp('FL-_mean (N)');
disp((mean(fy_serie_t_menos_all)*1000));
disp('-----FOURIER SERIES APPROACH-----');
disp('Cd_mean');
disp(f_cd_mean);
disp('Cd_dp');
disp(f_cd_dp);
disp('Cd_max');
disp(max(f_cd));
disp('Cm_mean');
disp(f_cm_mean);
disp('Cm_dp');
disp(f_cm_dp);
disp('Cm_max');
disp(max(f_cm));
disp('-----LEAST SQUARE METHOD-----');
disp('Cd_mean');

```

---



---

```

disp(lsm_cd_mean);
disp('Cd_dp');
disp(lsm_cd_dp);
disp('Cd_max');
disp(max(lsm_cd));
disp('Cm_mean');
disp(lsm_cm_mean);
disp('Cm_dp');
disp(lsm_cm_dp);
disp('Cm_max');
disp(max(lsm_cm));
disp('-----MORISON METHOD-----');
disp('Cd_mean');
disp(m_cd_mean);
disp('Cd_dp');
disp(m_cd_dp);
disp('Cd_max');
disp(max(m_cd_seriesall(:,2)));
disp('Cm_mean');
disp(m_cm_mean);
disp('Cm_dp');
disp(m_cm_dp);
disp('Cm_max');
disp(max(m_cm_seriesall(:,2)));
disp('-----');
disp('Cl+_max');
disp(max(cl_mais_all));
disp('Cl+_mean');
disp(mean(cl_mais_all));
disp('Cl-_min');
disp(min(cl_menos_all));
disp('Cl-_mean');
disp(mean(cl_menos_all));
disp('-----');
disp('Frequência de desprendimento dos vórtices');
disp(mainfreqStr);
disp('Período de desprendimento dos vórtices');
disp(periodo);
disp('Número de strouhal');
disp(st);
fclose('all');

outputs=fopen(strcat(path, '\resultados\l_resultados_corridas_acumulados.txt'),'a');

%OUTPUT PARA OS FICHEIROS resultados_acumulados.txt
fprintf(outputs, '%s \n',
'*****');
fprintf(outputs, '%s \n', path);
fprintf(outputs, '%s \n', datestr(now));
fprintf(outputs, '%s \n', 'Início da série temporal (s)');
fprintf(outputs, '%5.1f \n', tempoini);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Fim da série temporal (s)');
fprintf(outputs, '%5.1f \n', tempofim);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Número de ondas');
fprintf(outputs, '%5.1f \n', ((length(ua_seriesall))));
fprintf(outputs, '%s \n', 'Velocidade máxima de escoamento (m/s)');

```

---

---

```

fprintf(outputs, '%8.6f \n', u);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Número de Reynolds');
fprintf(outputs, '%6.2f \n', reynolds);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Número de Keulegan-Carpenter');
fprintf(outputs, '%6.3f \n', keulegan_carpenter);
fprintf(outputs, '%s \n', '-----');
fprintf(outputs, '%s \n', 'Fxmax_mean(N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', (fx_serie_t_max_mean)*1000);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Fxmax_dp(N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', (fx_serie_t_max_dp)*1000);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Fxmax_máx(N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', max(fx_serie_t)*1000);
fprintf(outputs, '%s \n', '-----');
fprintf(outputs, '%s \n', 'Fxmin_mean(N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', (fx_serie_t_min_mean)*1000);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Fxmin_dp(N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', (fx_serie_t_min_dp)*1000);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Fxmin_máx(N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', (min(fx_serie_t)*1000));
fprintf(outputs, '%s \n', '-----');
fprintf(outputs, '%s \n', 'FL+_máx(N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', max(fy_serie_t_mais_all)*1000);
fprintf(outputs, '%s \n', 'FL+_mean(N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', (mean(fy_serie_t_mais_all)*1000));
fprintf(outputs, '%s \n', '-----');
fprintf(outputs, '%s \n', 'FL-_min (N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', (min(fy_serie_t_menos_all)*1000));
fprintf(outputs, '%s \n', 'FL-_mean (N)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', mean(fy_serie_t_menos_all)*1000);
fprintf(outputs, '%s \n', '-----FOURIER SERIES APPROACH-----');
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cd_mean');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', f_cd_mean);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cd_dp');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', f_cd_dp);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cd_max');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', max(f_cd));
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cm_mean');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', f_cm_mean);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cm_dp');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', f_cm_dp);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cm_max');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', max(f_cm));
fprintf(outputs, '%s \n', '-----LEAST SQUARE METHOD-----');
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cd_mean');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', lsm_cd_mean);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cd_dp');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', lsm_cd_dp);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cd_max');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', max(lsm_cd));
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cm_mean');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', lsm_cm_mean);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cm_dp');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', lsm_cm_dp);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cm_max');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', max(lsm_cm));
fprintf(outputs, '%s \n', '-----MORISON METHOD-----');
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cd_mean');

```

---

---

```

fprintf(outputs, '%8.6f \n', m_cd_mean);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cd_dp');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', m_cd_dp);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cd_max');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', max(m_cd_serieall(:,2)));
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cm_mean');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', m_cm_mean);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cm_dp');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', m_cm_dp);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cm_max');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', max(m_cm_serieall(:,2)));
fprintf(outputs, '%s \n', '-----');
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cl+_max');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', max(cl_mais_all));
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cl+_mean');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', mean(cl_mais_all));
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cl-_min');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', min(cl_menos_all));
fprintf(outputs, '%s \n', 'Cl-_mean');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', mean(cl_menos_all));
fprintf(outputs, '%s \n', '-----');
fprintf(outputs, '%s \n', 'Frequência de desprendimento dos vórtices (Hz)');
fprintf(outputs, '%s \n', mainfreqStr);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Período de desprendimento dos vórtices (s)');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', periodo);
fprintf(outputs, '%s \n', 'Número de Strouhal');
fprintf(outputs, '%8.6f \n', st);
fclose('all');

%%% Output das series para xls

excel=[t_serie_t, (heig4_serie_t)*unidades2, ucentroo2_serie_t, acentro_serie_t,
fx_serie_t*1000, fy_serie_t*1000, cl_serie_t];

if exist(strcat(path, '\resultados\2_t_heig4_u_a_fx_fy_cl.xls'))==2
    delete(strcat(path, '\resultados\2_t_heig4_u_a_fx_fy_cl.xls'))
end
xlswrite(strcat(path, '\resultados\2_t_heig4_u_a_fx_fy_cl.xls'), excel);

tempomin=num2str(toc/60);
temposeg=num2str(toc/1);
if (toc/60)<1
    disp(['tempo do calculo de' blanks(1) temposeg blanks(1) 'segundos'])
else
    disp(['tempo do calculo de' blanks(1) tempomin blanks(1) 'minutos'])
end

%FIM

```

---



## Anexo G – Exemplo do ficheiro *1\_resultados\_corridas\_acumulados.txt*

```
#####
C:\Users\casualfriday\Desktop\Corridas\v32_0.50\Corrida1
26-Apr-2013 18:01:13
Início da série temporal (s)
 55.1
Fim da série temporal (s)
 71.3
Número de ondas
 15.0
Velocidade máxima de escoamento (m/s)
 0.090653
Número de Reynolds
1813.07
Número de Keulegan-Carpenter
 4.896
-----
Fxmax_mean(N)
0.407555
Fxmax_dp(N)
0.022044
Fxmax_máx(N)
0.453856
-----
Fxmin_mean(N)
-0.388781
Fxmin_dp(N)
0.022382
Fxmin_máx(N)
-0.429963
-----
FL+_máx(N)
0.272916
FL+_mean(N)
0.164242
-----
FL-_min(N)
-0.371955
FL-_mean(N)
-0.243877
-----FOURIER SERIES APPROACH-----
Cd_mean
3.183076
Cd_dp
0.194184
Cd_max
3.512471
Cm_mean
1.762474
Cm_dp
0.069654
Cm_max
1.843161
-----LEAST SQUARE METHOD-----
Cd_mean
2.894310
Cd_dp
0.180583
Cd_max
```

```

3.150551
Cm_mean
1.762474
Cm_dp
0.069654
Cm_max
1.843161
-----MORISON METHOD-----
Cd_mean
3.187280
Cd_dp
0.537217
Cd_max
4.155503
Cm_mean
2.178848
Cm_dp
0.109515
Cm_max
2.419160
-----
Cl+_max
3.320945
Cl+_mean
1.998554
Cl-_min
-4.526095
Cl-_mean
-2.967584
-----
Frequência de desprendimento dos vórtices (Hz)
0.0625
Período de desprendimento dos vórtices (s)
16.000000
Número de Strouhal
0.013789

```

## Anexo H – Análise de sensibilidade – outras grandezas

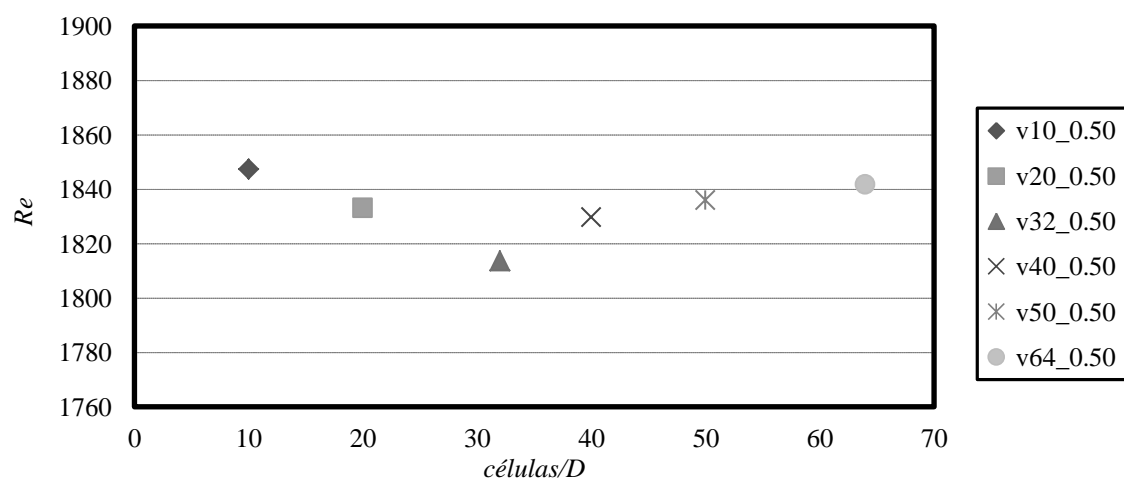


Figura H.0.1 Análise de sensibilidade - número de Reynolds

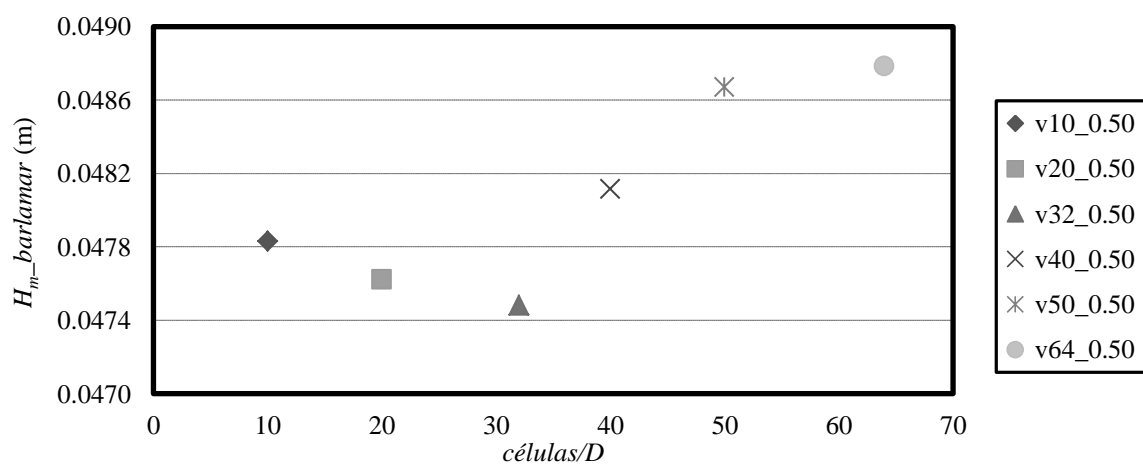


Figura H.0.2 Análise de sensibilidade - altura média de onda a barlamar do cilindro

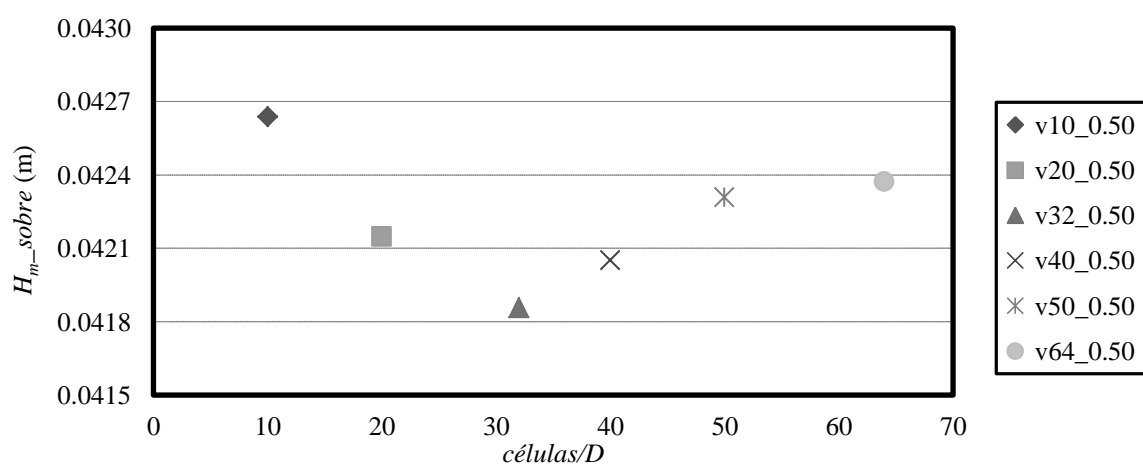


Figura H.0.3 Análise de sensibilidade - altura média de onda sobre o cilindro

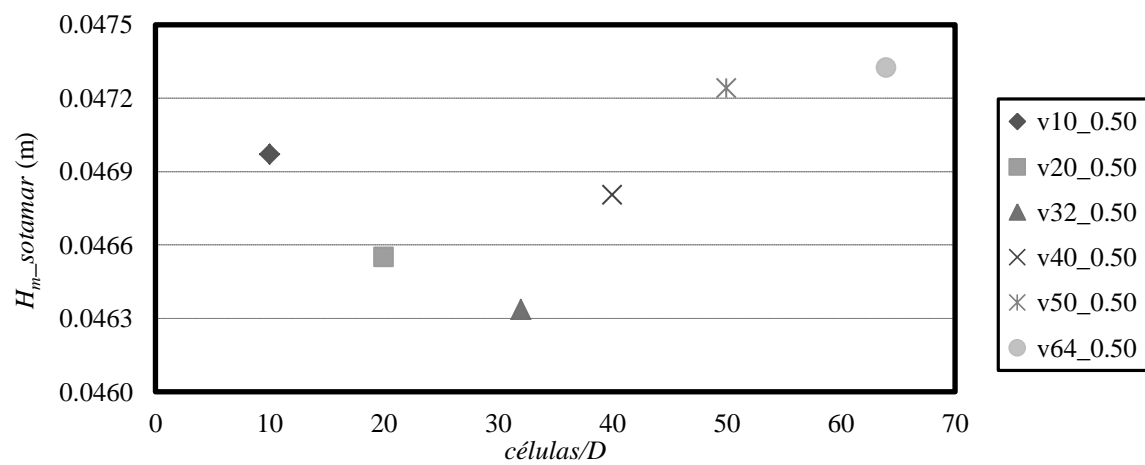


Figura H.0.4 Análise de sensibilidade - altura média de onda a sotamar do cilindro



## Anexo I – Forças e coeficientes adimensionais

Quadro I.0.1 Valor máximo/mínimo e média dos valores máximos/mínimos da força horizontal total

$e/d$	$F_{x_{máx\_máx}}$ (N/m)	$F_{x_{máx\_méd}}$ (N/m)	$F_{x_{min\_min}}$ (N/m)	$F_{x_{min\_méd}}$ (N/m)
0.06250	0.649	0.566	-0.607	-0.506
0.09375	0.683	0.647	-0.636	-0.616
0.12500	0.677	0.642	-0.669	-0.616
0.15625	0.688	0.647	-0.631	-0.605
0.18750	0.598	0.552	-0.583	-0.497
0.21875	0.537	0.513	-0.466	-0.442
0.25000	0.471	0.464	-0.480	-0.452
0.31250	0.511	0.456	-0.479	-0.437
0.37500	0.471	0.423	-0.465	-0.412
0.50000	0.454	0.408	-0.430	-0.389
0.62500	0.411	0.389	-0.407	-0.382
0.75000	0.442	0.353	-0.420	-0.385
1.00000	0.433	0.372	-0.408	-0.374
1.25000	0.405	0.369	-0.387	-0.350
1.50000	0.392	0.364	-0.412	-0.348

Quadro I.0.2 Valor máximo/mínimo, média dos valores máximos/mínimos e média da força de sustentação

$e/d$	$F_L^+_{máx}$ (N/m)	$F_L^+_{méd}$ (N/m)	$F_L^-_{min}$ (N/m)	$F_L^-_{méd}$ (N/m)	$F_L_{méd}$ (N/m)
0.06250	0.683	0.599	-0.047	-0.025	0.242
0.09375	0.540	0.489	-0.134	-0.124	0.153
0.12500	0.369	0.349	-0.148	-0.136	0.111
0.15625	0.353	0.332	-0.283	-0.269	0.064
0.18750	0.408	0.331	-0.327	-0.264	0.042
0.21875	0.361	0.307	-0.362	-0.332	0.017
0.25000	0.341	0.324	-0.272	-0.263	0.012
0.31250	0.315	0.260	-0.372	-0.276	0.005
0.37500	0.380	0.265	-0.337	-0.291	-0.009
0.50000	0.273	0.164	-0.372	-0.244	-0.027
0.62500	0.224	0.166	-0.301	-0.144	-0.009
0.75000	0.244	0.140	-0.259	-0.162	-0.005
1.00000	0.304	0.156	-0.234	-0.146	0.002
1.25000	0.280	0.133	-0.226	-0.145	-0.005
1.50000	0.260	0.147	-0.279	-0.146	-0.003

Quadro I.0.3 Valores médios dos coeficientes adimensionais de arrasto e inércia calculados pelo método de Morison, análise de Fourier e método dos mínimos quadrados

$e/d$	$C_{D\_m}$	$C_{M\_m}$	$C_{D\_fourier}$	$C_{M\_fourier}$	$C_{D\_lsm}$	$C_{M\_lsm}$
0.06250	4.720	3.343	4.037	2.654	3.667	2.654
0.09375	4.494	3.169	4.414	2.717	3.936	2.717
0.12500	4.880	2.702	4.744	2.474	4.311	2.474
0.15625	4.726	2.558	4.548	2.396	4.135	2.396
0.18750	5.163	2.482	4.404	2.187	4.060	2.187
0.21875	4.936	2.542	4.025	2.164	3.734	2.164
0.25000	4.594	2.322	3.952	1.983	3.616	1.983
0.31250	4.112	2.228	3.852	1.875	3.554	1.875
0.37500	3.663	2.187	3.525	1.808	3.235	1.808
0.50000	3.187	2.179	3.183	1.762	2.894	1.762
0.62500	3.143	2.069	3.045	1.759	2.794	1.759
0.75000	3.275	2.075	3.042	1.775	2.809	1.775
1.00000	2.919	2.031	2.862	1.720	2.634	1.720
1.25000	2.973	1.992	2.831	1.671	2.615	1.671
1.50000	2.851	2.025	2.780	1.679	2.556	1.679

Quadro I.0.4 Coeficientes adimensionais de sustentação

$e/d$	$C_L^+_{\_m\acute{a}x}$	$C_L^+_{\_m\acute{e}d}$	$C_L^-_{\_min}$	$C_L^-_{\_m\acute{e}d}$
0.06250	8.180	7.173	-0.561	-0.561
0.09375	6.466	5.852	-1.602	-1.602
0.12500	4.418	4.179	-1.769	-1.769
0.15625	4.200	3.955	-3.366	-3.366
0.18750	4.901	3.982	-3.927	-3.927
0.21875	4.316	3.673	-4.327	-4.327
0.25000	4.133	3.924	-3.296	-3.296
0.31250	3.849	3.182	-4.542	-4.542
0.37500	4.643	3.241	-4.120	-4.120
0.50000	3.321	1.999	-4.526	-4.526
0.62500	2.739	2.029	-3.682	-3.682
0.75000	2.999	1.725	-3.184	-3.184
1.00000	3.717	1.911	-2.860	-2.860
1.25000	3.410	1.616	-2.753	-2.753
1.50000	3.147	1.777	-3.377	-3.377

Quadro I.0.5 Valores máximos dos coeficientes adimensionais de arrasto e inércia calculados pelo método de Morison, análise de Fourier e método dos mínimos quadrado

$e/d$	$C_{D\_m}$	$C_{M\_m}$	$C_{D\_fourier}$	$C_{M\_fourier}$	$C_{D\_lsm}$	$C_{M\_lsm}$
0.06250	6.786	3.725	4.239	2.927	3.889	2.927
0.09375	5.877	3.388	4.674	2.820	4.178	2.820
0.12500	6.335	2.939	4.933	2.566	4.497	2.566
0.15625	6.185	2.738	4.621	2.503	4.206	2.503
0.18750	7.147	2.900	4.756	2.372	4.395	2.372
0.21875	5.923	2.789	4.112	2.235	3.801	2.235
0.25000	6.352	2.606	4.044	2.008	3.700	2.008
0.31250	5.684	2.637	4.417	2.029	4.109	2.029
0.37500	4.798	2.616	4.035	2.001	3.707	2.001
0.50000	4.156	2.419	3.512	1.843	3.151	1.843
0.62500	3.753	2.329	3.210	1.860	2.958	1.860
0.75000	3.909	2.378	3.259	1.963	3.031	1.963
1.00000	4.325	2.430	3.139	1.936	2.918	1.936
1.25000	4.071	2.232	3.070	1.872	2.852	1.872